PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1916. Redaktionsschluß für No. 9 am 22. April 1916. 17. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:
E. Rüchardt, Ein elektrischer Ofen zum Dauerbetrieb der Gaedeschen Diffusionspumpe. S. 141.
A. Pockels, Über die Ausbreitung reiner und gemischter Flüssigkeiten auf Wasser. S. 142.
P. Ludewig, Eine Anordnung zur Demonstration einiger Gesetze des radioaktiven Zerfalls. S. 145.
P. S. Epstein, Zur Theorie des Starkeffekts. S. 148.
W. Gerlach, Bemerkung über die Konstante der Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers. S. 150.

Zusammenfassende Bearbeitungen:
W. Voigt, Flüssige Kristalle und anisotrope Flüssigkeiten. (Schluß.) S. 152.

Besprechungen:
H. Diels, Antike Technik. S. 161.
F. Knapp, Physikalische Schülerübungen auf der Unterstufe. S. 162.
Jahrbuch der Naturwissenschaften XXIX. S. 162.
I. G. Wallentin, Praktische Methodik des physikalischen Unterrichts. S. 162.
H. St. Allan, Photo-Electricity, the liberation of electrons by light, with chapters on fluorescence, phosphorescence and photochemical actions and photography. S. 162.
R. Kremann, Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen. S. 163.
W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik für höhere Lehranstalten. S. 163.

Personalien. S. 163.
Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1916. S. 163.
Angebote. S. 164.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

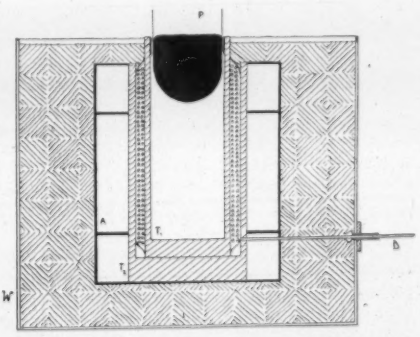
Ein elektrischer Ofen zum Dauerbetrieb der Gaedeschen Diffusionspumpe.

Von E. Rüchardt.

Für den Dauerbetrieb der sonst so vorzüglich arbeitenden Diffusionspumpe ist die Heizung mit einem Bunsenbrenner wenig geeignet. Schwankungen des Gasdruckes und der störende Einfluß jedes Luftzuges macht ein häufiges Regulieren und fortwährendes Überwachen notwendig. Nach einigen Versuchen in anderer Richtung wurde schließlich eine elektrische Heizung gewählt. Obwohl der konstruierte Ofen nichts wesentlich Originelles enthält, sondern lediglich dem speziellen Zwecke angepaßt ist, dürfte eine kurze Beschreibung am Platze sein, da es nicht sofort gelang, die Aufgabe völlig zweckentsprechend zu lösen.

Die Figur zeigt den fertigen Ofen im Schnitt.

Um einen Tonzylinder T_1 von 12 cm Höhe und 5 cm Durchmesser ist eine dünne Lage Asbestpappe mit Wasserglas geklebt und darauf Konstantandraht von 0,7 mm Dicke in Windungen mit gleichmäßigem Abstand gewickelt. Die Zwischenräume sind mit feuerfestem Kitt (5 Teile Schamotte, 5 Teile Glaspulver, 1 Teil Borax mit Wasser zu einem Brei verrührt) ausgestrichen. Nach dem Erhärten wurde eine Lage Asbestpappe aufgeklebt und eine zweite Lage Draht darüber gewickelt, die wieder mit Schamottekitt befestigt und mit Asbestpappe beklebt wurde. Ein zweiter Tonzylinder T_2 umschließt den ersten genau passend. Eine genügende Wärmeisolation nach außen erreichte ich endlich durch Umschließung des Ofens mit einem Luftmantel und lockerer Asbestwolle. A ist ein Zylinder aus Asbestpappe mit Zwischenwänden, Boden und Deckel, der nur die Ofenöffnung freiläßt, W ein zylin-



drisches Gefäß aus Weißblech von 17 cm Höhe und 20 cm Durchmesser. Der Zwischenraum zwischen dem Luftmantel und den Wänden des äußeren Gefäßes ist locker mit Asbestwolle ausgestopft. Der obere Rand des Heizkörpers ist innen mit einem Streifen dünner Asbestpappe beklebt, an dem der erhitzte Glasteil P der Pumpe sanft anliegt. Ein ringförmiger Deckel

aus dicker Asbestpappe schließt den Ofen nach oben ab. Der Widerstand beträgt 18 Ohm und ist für den Betrieb mit der 70-Volt-Batterie des Instituts berechnet. Während der Anheizperiode, die natürlich etwas länger ist als bei der Heizung mit offener Flamme, ein kleiner Nachteil, der bei langer Betriebsdauer keine Rolle spielt, kann ohne Vorschaltwiderstand mit 4 Amp. geheizt werden. Ich habe dann versuchsweise 3 Stunden lang, ohne zu regulieren, mit einer Stromstärke von 2,9 Amp. gearbeitet, wobei die Temperatur des Hg-Dampfes 117° betrug und innerhalb eines Grades konstant blieb. Da jede Gefahr für die Pumpe ausgeschlossen ist, ist keinerlei Überwachung notwendig. Die außerordentliche Konstanz der Pumpgeschwindigkeit dürfte bei Vakuumarbeiten besonders für langdauernde Spektralaufnahmen mit Durchströmungsanordnungen von Vorteil sein. Steht keine so konstante Stromquelle zur Verfügung, so dürfte es nicht schwer sein, einen automatischen Stromregulator anzubringen.

Würzburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 23. März 1916.)

Über die Ausbreitung reiner und gemischter Flüssigkeiten auf Wasser.

Von Agnes Pockels.

I. Kohlenwasserstoffe.

Die Ausbreitung eines Tropfens einer mit Wasser nicht mischbaren Flüssigkeit auf der Oberfläche desselben ist ein von vielen verschiedenen Faktoren abhängiger Vorgang. Zunächst ist zu unterscheiden zwischen solchen Flüssigkeiten, die wie Öl auf dem umgebenden Wasser eine Oberflächenlösung bilden, und solchen, welche die Oberflächenspannung des Wassers nicht dauernd beeinflussen. Ferner wird in der Umgebung stark flüchtiger Flüssigkeiten oft die Oberflächenspannung des Wassers durch die Gegenwart des Dampfes verkleinert und dadurch die Ausbreitung beschränkt, und bei solchen Flüssigkeiten, die im Innern des Wassers löslich sind, wie Anilin, muß auch hierdurch das Verhalten modifiziert werden.

Zu den unwirksamen, d. h. keinen Lösungsstrom gebenden Körpern gehören die gesättigten Kohlenwasserstoffe. Es sei γ_1 die Oberflächenspannung des Wassers, γ_2 diejenige der anderen Flüssigkeit und γ_{12} die Spannung der Grenzfläche beider, so breitet sich ein Tropfen einer unwirksamen Flüssigkeit auf reiner Wasseroberfläche aus, wenn

$$\gamma_1 > \gamma_2 + \gamma_{12}$$

ist, und falls die Wasseroberfläche verunreinigt war, kommt er zum Stillstand, sobald durch ihre Verkleinerung

$$\gamma'_1 = \gamma_g = \gamma_2 + \gamma_{12}$$

geworden ist. Die Messung dieser Gleichgewichtsspannung γ_g einer flach ausgebreiteten Schicht mit der Kohäsionswage bietet zugleich ein bequemes Mittel dar, um die Grenzflächenspannung γ_{12} einer Flüssigkeit gegen Wasser zu ermitteln[1]).

Von den gebräuchlichen flüssigen Kohlenwasserstoffen nun breiten sich Benzin und gewöhnliches Petroleum zu dünnen, farbengebenden Schichten aus; das bestgereinigte amerikanische Petroleum (sogenanntes Kaiseröl) dagegen und flüssiges auf heißes Wasser getropftes Paraffin bleiben linsenförmig stehen. Bei den letzteren ist also die Gleichgewichtsspannung oder $\gamma_2 + \gamma_{12}$ größer als die normale Oberflächenspannung des Wassers bei derselben Temperatur. Mit diesem Verhalten der verschiedenen Petroleumsorten stimmt die Beobachtung von W. B. Hardy[2]) überein, daß γ_{12} bei Kohlenwasserstoffen mit zunehmender Reinigung durch fraktionierte Destillation immer größer wird. Es scheint danach wohl möglich, daß chemisch einheitliche gesättigte Kohlenwasserstoffe sich niemals ausbreiten würden.

II. Verschiedene flüchtige Flüssigkeiten.

Benzol würde sich, da $\gamma_2 + \gamma_{12} < \gamma_1$ ist, über die ganze Oberfläche ausbreiten, wenn nicht die Adsorption seines Dampfes an der Wasseroberfläche dies verhinderte, durch welche γ_1 bis auf 0,88 seines normalen Wertes erniedrigt wird. Auf der bereits mehrfach benützten Oberflächenrinne[3]) kann man mittels aufgestreuten Kohlenpulvers beobachten, wie der flüssigen Benzolschicht ein dem Lösungsstrom des Öles analoger Dampfstrom vorauseilt und sie bald in farbloser Schicht zum Stillstand bringt. Farben erscheinen dann erst bei fortgesetzter Verdunstung, vielleicht infolge zunehmender Konzentration gelöster Verunreinigungen, doch drängt der Dampf diese dünnen Schichten immer wieder zurück und löst sie in Tröpfchen auf. Sobald alles verdampft ist, ist γ_1 wieder normal.

Hat man eine dicke Benzolschicht auf einer kleinen Wasseroberfläche und dehnt diese aus, so zerreißt die Schicht schon, ehe Interferenzfarben erscheinen. Immerhin breitet sie sich auf einem offenen Wassergefäße flach genug

1) A. Pockels, Wied. Ann. **67**, 668, 1899.
2) W. B. Hardy, Proc. Roy. Soc. (A) **88**, 303, 1913.
3) A. Pockels, Nature **43**, 437, 1891; Ann. d. Phys. **8**, 856, 1902.

aus, um bei der Bestimmung von γ_ε die Berührungswinkel der Oberflächen vernachlässigen und $0{,}88 = \gamma_\varepsilon$ in relativem Maß setzen zu dürfen; unter einer luftdicht aufliegenden Glasplatte hingegen zieht sich Benzol, sobald der Dampf gesättigt ist, zu linsenförmigen Tropfen zusammen.

Ähnlich wie Benzol verhält sich Äthyläther. Derselbe wird noch energischer durch seinen Dampfstrom von der reinen Wasseroberfläche verdrängt, breitet sich daher niemals zu Farben aus und steht auf einer anomalen Oberfläche ruhig in dicker Schicht bei einer Gleichgewichtsspannung von 0,42 der normalen.

Auch Anilin ($\gamma_\varepsilon = 0{,}71$) und Schwefelkohlenstoff ($\gamma_\varepsilon > 1$) breiten sich auf frischer Wasseroberfläche nicht aus; bei diesen kann auch nicht der Dampfstrom die Ursache hiervon sein, da derselbe nur schwach ist und ebenso wie bei gereinigtem Petroleum γ_1 gar nicht merklich erniedrigt, was man daran sieht, daß er nur auf normaler Oberfläche zur Entwicklung gelangt. Die Erniedrigung von γ_1 in der Umgebung eines Anilintropfens hängt augenscheinlich mit seiner Löslichkeit im Wasser zusammen.

III. Fette und Fettsäuren.

Bei diesen Flüssigkeiten wirkt der Ausbreitung die Bildung einer Oberflächenlösung entgegen. Die Sättigungsspannung derselben, welche sich auf kleinen Oberflächen fast augenblicklich herstellt und γ_s heißen möge, spielt hier eine ähnliche Rolle, wie die Dampfanomalie beim Benzol.

Beobachtet wurden: Ölsäure, Stearinsäure (beide von Kahlbaum bezogen) und gereinigtes Olivenöl, nach dem früheren Verfahren durch Schütteln mit absolutem Alkohol hergestellt[1]). Stearinsäure konnte natürlich nur bei hoher Temperatur beobachtet werden; sie wurde auf Wasser von etwa 75° C getropft.

Alle drei Flüssigkeiten breiten sich auf reiner Wasseroberfläche nicht aus. Auf relativ großer Fläche führt der Tropfen im ersten Augenblick eine kurze Ausdehnungsbewegung aus, der aber sofort Einschnürung und Zusammenziehung zu Linsen folgt. Es ist also für die genannten Flüssigkeiten $\gamma_s < \gamma_\varepsilon$.

Die Sättigungsspannungen wurden mit der schon bei den früheren Untersuchungen benutzten geeichten Hilfswage[2]) durch das Abreißgewicht eines kleinen geglühten Platindrahtringes bestimmt. Bei den Fettsäuren darf nur sorgfältig destilliertes Wasser genommen werden, besonders bei Stearinsäure, die sonst auf der Wasseroberfläche sofort eine die Messung unmöglich machende starre Haut erzeugt. Außerdem geben sowohl Ölsäure- als Stearinsäuretropfen auf Leitungswasser infolge chemischer Bindung fortdauernde Lösungsströme, so daß die Sättigungsspannung hier nicht als erreicht gelten kann.

Im Folgenden sind die erhaltenen Zahlenwerte zusammengestellt, und zwar sowohl in relativem Maß bezogen auf die normale Oberflächenspannung des Wassers bei 20° C als Einheit als auch die aus diesen berechneten absoluten Werte in dyn/cm, die Oberflächenspannung des Wassers = 74,85 dyn/cm angenommen.

Flüssigkeit	t	Relativ γ_s	Relativ γ_ε	dyn/cm γ_s	dyn/cm γ_ε
ger. Öl	0—10°	0,833	0,85	62,35	63,62
„	30°	0,826		61,83	
„	60—65°	0,811		60,70	
„	75°	0,800		59,88	
„	85—90°	0,786		58,83	
Ölsäure	12,5°	0,59	0,63	44,16	47,15
„	75°	$0{,}52 > 0{,}52$		$38{,}92 > 38{,}92$	
Stearinsäure	75°	$0{,}47 > 0{,}55$		$35{,}18 > 41{,}17$	

γ_ε ließ sich nur näherungsweise ermitteln.

Man sieht zugleich, daß γ_s mit steigender Temperatur abnimmt, doch viel langsamer als die Normalspannung des Wassers γ_1, so daß die maximale Anomalie, die eine wirksame Substanz hervorzubringen vermag, auf kaltem Wasser größer ist als auf heißem.

Bei Ölsäure ist $\gamma_s = 0{,}59$ derjenige Wert, über welchen die Spannung durch Ausdehnen der Oberfläche nicht erhöht werden konnte, so lange auf ihr ein Ölsäuretropfen schwimmt. Beim Verkleinern konnte sie etwas erniedrigt werden, jedoch nicht unter 0,54.

IV. Mischungen und Lösungen.

Mischt man nun zwei Flüssigkeiten, welche sich jede für sich allein nicht ausbreiten, zum Beispiel gereinigtes Petroleum mit gereinigtem Olivenöl oder Stearinsäure, Paraffin mit Ölsäure, oder auch Öl mit Ölsäure, so breitet sich die Mischung zu einer Interferenzfarben gebenden Schicht aus. Der Grund ist, daß durch Zusatz einer wirksamen Substanz zu einer unwirksamen oder schwächer wirksamen γ_{12} und damit γ_ε stark erniedrigt wird, während das ebenfalls erniedrigte γ_s der umgebenden Wasseroberfläche nicht sogleich erreicht wird.

Das Verhalten solcher Mischungen wurde an dem Beispiel Öl—Petroleum eingehender studiert. Zu 10 cm³ gereinigten Petroleums wurde gereinigtes Provenceröl in Tropfen von

1) A. Pockels, Nature **50**, 223, 1894.
2) Wied. Ann. **67**, 677, 1899.

$^1/_{25}$ cm^3 zugesetzt. Ein Zusatz von 1 Tropfen Öl bewirkte schon Farbenausbreitung; mit zwei Tropfen zerriß die Schicht bei Farben zweiter Ordnung, mit drei Tropfen im Rot erster Ordnung, mit 6 Tropfen im Grau.

Diese in allen Teilen der Schicht zugleich plötzlich auftretende Zerreißung bedeutet, daß γ_z, welches bei Lösungen beim Dünnerwerden der Schicht wächst, $> \gamma_1$ geworden ist. Kommt aber wegen begrenzter Oberfläche die Ausbreitung der Schicht vor der allgemeinen Zerreißung zum Stillstand, so bilden sich in ihr allmählich Löcher durch den Lösungsstrom des Öles, noch bei sehr beträchtlicher Dicke. Bei starkem Ölgehalt, z. B. 1 Teil Öl auf 7 Teile Petroleum tritt die Löcherbildung bereits vor der plötzlichen Zerreißung ein, und zwar zunächst am Rande, worauf die Schicht in einzelne Tröpfchen zerfällt. Bei gleichen Teilen Öl und Petroleum war der Zerfall sehr schnell, die Ausbreitung gering. Die Mischung verhielt sich wie schwach verunreinigtes Öl.

Die Ausbreitung hat also bei einer bestimmten Konzentration ein Maximum, und ebenso verhielt es sich mit Mischungen von Paraffin mit gereinigtem Öl oder Ölsäure. Daß jede Öl—Petroleummischung sich nach der anfänglichen Ausbreitung wieder von der Wasseroberfläche zurückzieht, indem sie in Tröpfchen zerfällt, beweist, daß die Sättigungsspannung, d. h. die tiefste Spannung, welche der Wasseroberfläche durch die betreffende Lösung erteilt werden kann und bei welcher sie keinen Lösungsstrom mehr gibt, stets kleiner ist als die Gleichgewichtsspannung derselben Lösung. Indessen schien nach auf der Oberflächenrinne angestellten Versuchen γ_s immer nahe mit derjenigen Spannung zusammenzufallen, bei der ein frisch aufgesetzter Tropfen im ersten Augenblick keine Ausbreitung zeigte. Durch Beobachtung dieser anomalen Spannungen ergab sich folgende Abhängigkeit der Sättigungsspannung von der Konzentration, letztere in Tropfen von je $^1/_{25}$ Kubikzentimeter auf 10 Kubikzentimeter ausgedrückt.

γ_s ist die Spannung in relativem Maß und $\triangle$ die Differenz zwischen derselben und der normalen oder die Anomalie.

Tr	γ_s	$\triangle$	Tr	γ_s	$\triangle$
0	1,00		4	0,892	0,108
$^1/_2$	0,956	0,044	8	0,865	0,135
1	0,920	0,08	12	0,845	0,155
2	0,908	0,09	16	0,830	0,170
3	0,900	0,10	20	0,830	0,170
4	0,892	0,11			

Bei 16 Tropfen also einer Konzentration von 6,4 Proz. war also γ_s bereits ebenso klein wie beim reinen Öl. Daß trotzdem ein auf eine frische Oberfläche gesetzter Tropfen der Lösung sich zunächst ausbreitet, erklärt sich nur durch den langsameren Lösungsstrom, infolgedessen die umgebende Wasseroberfläche einige Zeit braucht, um sich mit Öl zu sättigen, während dies bei reinem Öl fast augenblicklich geschieht.

Die beschriebenen Mischungen stellen gewissermaßen eine Nachahmung der natürlichen Öle dar, welche dieselben Ausbreitungs- und Kontraktionserscheinungen zeigen. Diese Öle enthalten bekanntlich stets mehr oder weniger freie Fettsäure, durch deren Vorhandensein γ_g beträchtlich erniedrigt wird. Das fettsäurehaltige Öl breitet sich daher auf einer mit reinem Öl gesättigten Wasseroberfläche, wie sie zunächst in seiner Umgebung entsteht, aus, zieht sich jedoch wieder zurück, sobald durch den langsameren Lösungsstrom der Fettsäure das der Konzentration derselben entsprechende erniedrigte γ_s' erreicht wird. Hierauf beruht die Entstehung und Vergrößerung der Löcher in den Ölschichten, wie dies bereits 1894 von mir erläutert wurde[1]). Um γ_s' zu erreichen, muß man eine große Menge Öl auf das Wasser bringen; bei geringer Ölmenge genügt die in demselben enthaltene freie Fettsäure oft nicht, um γ_s' hervorzubringen. Dann gehen von frisch aufgesetzten Tropfen noch Lösungsströme aus, während diejenigen der älteren Tropfen sich erschöpft haben.

War eine Wasseroberfläche ganz mit ungereinigtem Öl bedeckt, so ist sie nach dem Zerfall der Ölschicht überhaupt nicht mit Öl, sondern nur mit den stärker wirkenden Bestandteilen desselben verunreinigt.

Es erschien mir nicht überflüssig, diese Auffassung der Ölausbreitung hier nochmals zu erörtern, da sie bisher nur wenig bekannt geworden zu sein scheint. Man könnte ja auch, wenn man meine Hypothese der Oberflächenlösung nicht annehmen will, die Erscheinungen so deuten, daß eine den Öltropfen zunächst umgebende „schwarze" Ölschicht nachher durch eine schwarze Ölsäureschicht verdrängt wird wegen des kleineren γ_g der letzteren. Man hat es dann nur mit Gleichgewichtsspannungen zu tun, stößt jedoch auf die Schwierigkeit, daß γ_g für eine äußerst dünne Schicht kleiner sein muß als für eine dicke derselben Flüssigkeit, während es nach aller sonstigen Erfahrung bei abnehmender Schichtdicke wächst. Überdies dürfte es nicht leicht sein, den Einfluß der Konzentration einer Lösung auf die definitive Spannung der durch sie verunreinigten Ober-

1) Nature **50**, 223, 1894; auch Wüllner, Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. I, 1198.

fläche sowie die Wirkung von Spuren fester Stoffe zu erklären.

Daß nicht für jede Lösung einer wirksamen Substanz in Öl oder Petroleum das definitive $\gamma_s < \gamma_g$ ist, zeigen unter andern die früher untersuchten harzhaltigen Öle[1]), die sich zu sehr dünnen Schichten ausbreiten und nur dann zerreißen, wenn durch fortgesetzte Verringerung der Dicke γ_g größer als das γ_s des reinen Öles bzw. bei Petroleum größer als γ_1 wird. Bei diesen und überhaupt allen zu Interferenzfarben ausgebreiteten Flüssigkeiten ergaben die Messungen der Gleichgewichtsspannung, daß dieselbe außer von der chemischen Natur und Konzentration der in ihnen enthaltenen Stoffe auch in hohem Maße von der Schichtdicke, besonders im Bereich der Interferenzfarben, sowie von der nach der Ausbreitung verflossenen Zeit abhängt. Es soll hier jedoch nicht nochmals auf diese Beobachtungen eingegangen werden.

Dafür möge noch ein Versuch erwähnt werden, der den Einfluß gelöster Substanzen auf die Ausbreitungsfähigkeit des Benzols beweist. Auf eine unter gesättigtem Benzoldampf stehende, im übrigen reine Wasseroberfläche wurde unter rascher Verschiebung der bedeckenden Glasplatte ein Tröpfchen Benzol gebracht. Dasselbe breitete sich nur wenig aus, um sich nach Wiederherstellung des Verschlusses bald zu einer kleinen Linse zusammenzuziehen. Wurde jedoch statt des reinen Benzols solches genommen, in dem etwas Stearin- oder Ölsäure gelöst war, so bedeckte der Tropfen unter Farbenerscheinung die ganze Oberfläche und zerfiel dann in zahlreiche kleine Tröpfchen. Reine Ölsäure breitete sich unter gesättigtem Benzoldampf nicht aus, so wenig wie reines Benzol, wohl aber die Mischung von beiden.

Zeigen nun alle die besprochenen Fälle, daß Mischung mehrerer Stoffe im allgemeinen die Ausbreitung auf Wasser befördert, so scheint dies doch bei chemisch nahestehenden Substanzen nicht der Fall zu sein, da sowohl das bestgereinigte Petroleum und Paraffin Gemenge verschiedener Kohlenwasserstoffe als auch die mit Alkohol gereinigten Öle Gemenge verschiedener Fette sind. Auch wurde durch Lösung von Paraffin in Benzol die Ausbreitung des letzteren nicht merklich verstärkt.

Es ist überhaupt ziemlich wahrscheinlich, daß nur solche Substanzen das γ_g einer Flüssigkeit stark verkleinern, welche auch γ_s verkleinern, also wirksame Stoffe sind.

Schließlich kann wohl die Vermutung ausgesprochen werden, daß keine vollkommen reine chemisch einheitliche Flüssigkeit, die mit Wasser nicht mischbar ist, sich auf diesem zu dünnen kohärenten Schichten ausbreiten wird.

(Eingegangen 25. März 1916.)

1) Wied. Ann. **67**, 668, 1899.

Eine Anordnung zur Demonstration einiger Gesetze des radioaktiven Zerfalls.

Von Paul Ludewig.

Bei der Besprechung der Gesetze des radioaktiven Zerfalls wird man im Unterricht bei einem genügend vorgebildeten Zuhörerkreis die mathematischen Beziehungen durch Kurvendarstellung hinreichend veranschaulichen können. Einem Laien-Zuhörerkreis wird sich aber durch dieses Hilfsmittel ein eingehendes Verständnis nicht vermitteln lassen. Im folgenden soll eine Anordnung beschrieben werden, mit welcher man das Wesen des radioaktiven Gleichgewichts und einiger anderer Vorgänge beim radioaktiven Zerfall direkt vor Augen führen kann. Sie wird auch im Hochschulunterricht die Kurvendarstellung wirksam ergänzen können.

Der Zerfall einer radioaktiven Substanz geht nach einem Exponentialgesetz vor sich und zwar in der Weise, daß von der Anzahl N_0 - Moleküle zur Zeit Null nach t Sekunden nur noch

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t}$$

vorhanden sind, worin λ die Zerfallskonstante bedeutet. Um die sich auf diese Formel gründenden Gesetze zu demonstrieren, braucht man eine Anordnung, bei der die zu verschiedenen Zeitpunkten vorhandene Substanzmenge dem gleichen Gesetze gehorcht. Sie wurde in einfacher Weise dadurch hergestellt, daß aus einem Glaszylinder durch ein im Boden befindliches Loch Wasser ausfließen gelassen wurde. Die Höhe der Wassersäule gibt dann ein Maß für die vorhandene Substanzmenge. Fig. 1 zeigt

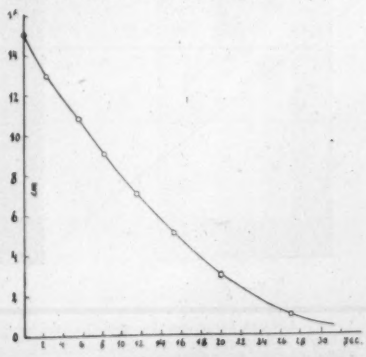


Fig. 1.

die Abhängigkeit der Flüssigkeitshöhe von der Zeit bei einem Lochdurchmesser von 2 mm. Die entstehende Kurve entspricht nicht genau dem Exponentialgesetz. Die ganze Anordnung vermag daher die Gesetze nicht quantitativ genau wiederzugeben, die qualitative Übereinstimmung ist aber so gut, wie sie bei einem Demonstrationsapparat nur verlangt werden kann.

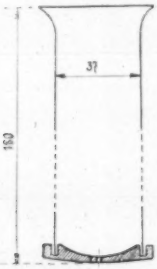


Fig. 2.

Die verwendeten Glasröhren (Fig. 2) hatten einen lichten Durchmesser von 3,7 cm und eine Länge von 18 cm. Sie sind oben etwas geweitet, um sie bequem in Holzgabeln einhängen zu können. Die untere Öffnung der Röhren ist mit einer Hartgummiplatte geschlossen, und zwar sind die Röhren in die Hartgummiplatte mit Siegellack eingekittet. Die Hartgummistücke sind auf der Unterseite ein wenig gewölbt, damit das Wasser immer in der Mitte abtropft.

Um möglichst übersichtliche Verhältnisse zu erhalten, mußte aus den drei Zerfallsreihen eine Zerfallsfolge ausgewählt werden, bei der die Halbwertszeiten von derselben Größenordnung sind. Dies ist in der Zerfallsreihe des Radiums zwischen der *Ra Em* und dem *Ra D* der Fall, wenn man von der Verzweigung absieht. Diese Zerfallsfolge wurde daher dem Apparat zugrunde gelegt.

Den äußeren Aufbau[1]) zeigen die Fig. 3—5 und 7 und 8. Aus einem aufrechtstehenden Holzbrett ragen vier Holzgabeln heraus, in welche die vier Glasröhren eingehängt werden. Die Glasröhre *Ra A* besitzt im Boden ein relativ weites, *Ra B* ein enges, und *Ra C* ein mittelgroßes Loch, während der Boden von *Ra D*, der großen Halbwertszeit entsprechend, geschlossen ist.

Die Figuren 3—5 veranschaulichen den Fall, daß zur Zeit Null nur eine bestimmte Menge von *Ra A* vorhanden ist, und zeigen in welcher Weise sich die Mengeverhältnisse der aufeinanderfolgenden Produkte *Ra B*, *Ra C* und *Ra D* zeitlich ändern. Die Rechnung ergibt für diesen Fall die Kurven *A B C D* der Fig. 6[2]).

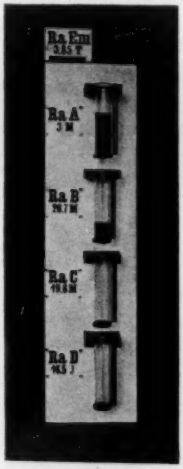


Fig. 3.

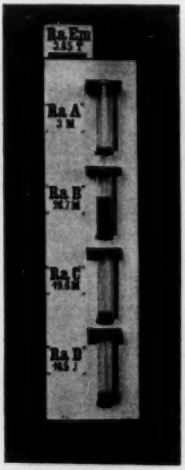


Fig. 4.

Fig. 5.

1) Der Apparat kann von der Modellwerkstatt der Kgl. Bergakademie zu Freiberg i. S. bezogen werden.
2) Diese Figur und Fig. 9 sind dem Buch: E. Rutherford, Radioaktive Substanzen und ihre Strahlungen, Handbuch der Radiologie Bd. II, Leipzig 1915 entnommen.

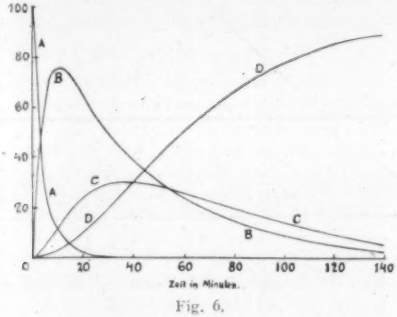


Fig. 6.

Vergleicht man diese Kurven mit den Flüssigkeitshöhen in den Figuren 3—5, so sieht man die gute qualitative Übereinstimmung. Fig. 3 ist aufgenommen kurz nach dem Beginn des Versuchs, Fig. 4, als *Ra A* fast verschwunden ist und Fig. 5 etwas nach dem Maximum von *Ra C*. Man sieht, wie *Ra A* sehr schnell ausfließt, *Ra B* ein scharf ausgeprägtes, *Ra C* ein flaches Maximum hat und wie allmählich *Ra D* die ganze Flüssigkeitsmenge in sich aufnimmt. Die ganze Dauer des Versuches beträgt etwa 3 Minuten. Das Wasser ist mit Kaliumpermanganat gefärbt.

Die Anordnung nach Fig. 7 und 8 dient zur Demonstration des Begriffes des radioaktiven Gleichgewichts. Eine Flasche mit Ablaufhahn stellt eine große Menge *Ra Em* dar. Da ihre Halbwertszeit sehr groß im Vergleich zu derjenigen von *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* ist, so kann man annehmen, daß die Menge von *Ra Em* während der Dauer des Versuchs nicht merklich abnimmt. Man muß daher das Wasser in dieser Flasche durch Zugießen immer auf demselben Niveau halten. Durch einen Vorversuch stellt man fest, wie weit man den Hahn zu öffnen hat, um im Gleichgewichtszustand brauchbare Flüssigkeitshöhen zu erhalten. Vor dem Beginn des Versuches hat man das Wasser aus *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* vollkommen ausfließen zu lassen. An Stelle der Glasröhre bei *Ra D* ist ein größeres Gefäß eingesetzt, welches nach hinten einen Ablauf hat.

Fig. 7 zeigt den Zustand nicht lange Zeit nach dem Öffnen des Hahnes. Das Gleichgewicht ist hier noch nicht erreicht. Es entspricht dieser Zustand dem eines unreifen Radiumpräparats.

Bei Fig. 8 ist das Gleichgewicht eingetreten. Man sieht wie von *Ra A* mit seiner kurzen Halbwertszeit nur wenig, von *Ra B* mit seiner langen Halbwertszeit viel Substanz vorhanden ist, während *Ra C* seiner mittelgroßen Zerfallszeit entsprechend eine Substanzmenge von mittlerer Größe anzeigt.

Noch ein Drittes läßt sich mit der Anordnung zeigen, nämlich der Fall, daß zunächst die primäre Quelle *Ra Em* die Materie *Ra A* in konstantem Betrage so lange liefert, bis Gleichgewicht eingetreten ist, und daß dann die primäre Quelle plötzlich entfernt wird. Die Rechnung ergibt, daß die Mengen von *Ra A*, *Ra B* und *Ra C* zeitlich den Kurven der Fig. 9 entsprechend abnehmen. Beim Versuch wartet

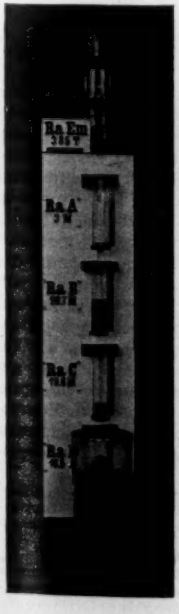


Fig. 7.

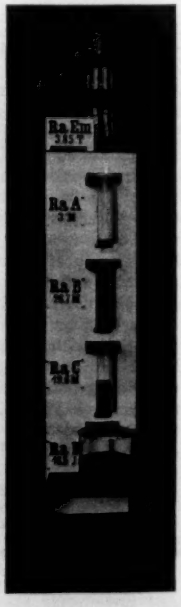


Fig. 8.

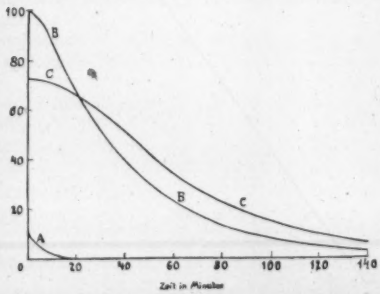


Fig. 9.

man, bis (siehe Fig. 8) das Gleichgewicht eingetreten ist und schließt dann den oberen Hahn. Der zeitliche Verlauf der Flüssigkeitshöhen entspricht den Kurven in Fig. 9.

Freiberg i. S., Physikalisches Institut der Bergakademie.

(Eingegangen 25. März 1916.)

Zur Theorie des Starkeffekts.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Paul S. Epstein.

1. Schon kurze Zeit nach der ersten Starkschen Veröffentlichung wurden Versuche unternommen, den von ihm entdeckten Effekt mit Hilfe des Bohrschen Atommodells theoretisch zu deuten. Nach dem ersten qualitativen Versuch von Warburg[1]) faßte Bohr[2]) selbst diese Aufgabe an und gelangte vor kurzem zu einer Formel, welche die stärksten p-Komponenten gut darstellt.

Parallel damit wurden die Grundlagen für die Behandlung des Bohrschen Modells in Arbeiten von Sommerfeld[3]) und Planck[4]) ausgebaut. Besonders die Abhandlungen des ersteren enthalten Quantenansätze, welche eine vollständig präzise Untersuchung eines jeden vorgegebenen Falles gestatten. Diese Ansätze haben sich bereits in seinen Händen für die Erklärung der Feinstruktur von optischen und Röntgenlinien vorzüglich bewährt. Sommerfeld hebt hervor, daß diese Prinzipien auch auf den Starkeffekt anwendbar sind und ein Anwachsen der Komponentenzahl mit der Nummer der Serienlinien, wie es wirklich beobachtet wurde, erwarten lassen.

Diese Umstände haben den Verfasser ermutigt, das Problem des Starkeffekts bei der Balmerserie des Wasserstoffs ausführlich zu behandeln. Die Einzelheiten der Theorie bleiben einer späteren Publikation vorbehalten; es sei hier nur erwähnt, daß es sich um eine konsequente Anwendung und Weiterbildung der von Sommerfeld gegebenen Grundlagen handelt.

2. Das Resultat der Theorie besteht in der folgenden einfachen Formel für die Verschiebung der Komponenten aus der Gleichgewichtslage

$$\left.\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{3h}{8\pi^2 e\mu c} E Z, \\ Z &= \{(m_1+m_2+m_3)(m_1-m_2) - \\ &\quad (n_1+n_2+n_3)(n_1-n_2)\}. \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Dabei bedeuten die Buchstaben: h das Plancksche Wirkungsquantum $(6{,}55\cdot 10^{-27})$, e die Elementarladung $(4{,}69\cdot 10^{-10})$, μ die Masse des Elektrons $\left(\frac{e}{\mu} = 5{,}25\cdot 10^{17}\right)$ und c die Lichtgeschwindigkeit. m und n sind positive ganze Zahlen[1]), und zwar entsprechen die Summen $m_1+m_2+m_3$ und $n_1+n_2+n_3$ den Ordnungszahlen der Balmerschen Serie, so daß stets gilt

$$n_1+n_2+n_3 = 2, \quad (2)$$

wogegen $m_1+m_2+m_3$ für jede Linie der Serie gleichfalls konstant ist, aber für die verschiedenen Linien H_α, H_β, H_γ, H_δ usw. die bzw. Werte

$$m_1+m_2+m_3 = 3, 4, 5, 6, \cdots \quad (3)$$

annimmt.

Darüber hinaus beschränken wir die Auswahl noch weiter durch die Forderung[2]), daß bei den spektralen Übergängen die Quantenzahlen einzeln nicht zunehmen dürfen, eine Bedingung die sich u. a. bei der Diskussion der Röntgenspektren bewährt hat, nämlich

$$n_1 \leqq m_1, \quad n_2 \leqq m_2, \quad (4)$$

die wir noch durch die dritte Forderung

$$n_3 \leqq m_3 \quad (5)$$

ergänzen.

Bekanntlich gehen die Bohrschen Ansätze in ihrer gegenwärtigen Form nur auf die Verhältnisse in den stationären Zuständen ein, während deren das Elektron nicht strahlt, nicht aber auf die Vorgänge während der Strahlung selbst. Deshalb gestattet die Theorie vorläufig keine direkten Aussagen über die Intensität und Polarisation der Komponenten. Umgekehrt kann man aber erwarten, aus der Kenntnis der Anfangs- und Endbahnen durch Vergleich mit den experimentell beobachteten Verhältnissen zu bestimmten Regeln über Schwingungsrichtung und Lichtstärke zu gelangen. In der Tat lassen sich in bezug auf die Polarisation gewisse Regelmäßigkeiten erkennen, ein ganz zuverlässiges Prinzip, das von keiner Komponente durchbrochen wird, ließ sich indessen noch nicht aufstellen[3]). Deshalb wird im folgen-

1) E. Warburg, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 1259, 1913.

2) N. Bohr, Phil. Mag. **27**, 506, 1914; **30**, 404, 1915.

3) A. Sommerfeld, Münchener Berichte, S. 425 ff., 459, 1915.

4) M. Planck, Berliner Berichte, S. 909, 1915; Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **17**, 407, 438, 1915.

1) Die geometrische Bedeutung dieser „Quantenzahlen" ist eine andere als die derselben Buchstaben bei Sommerfeld. Sie hängen mit den letzteren auf ziemlich komplizierte Weise zusammen.

2) A. Sommerfeld, l. c., S. 448.

3) Inzwischen hat sich für die Schwingungsrichtungen die folgende empirische Regel ergeben, welche anscheinend streng gültig ist: geradzahlige Differenzen $m_3 - n_3$ ergeben p-Polarisation, ungeradzahlige

den von einer Zuordnung der Komponenten zu einer bestimmten Polarisationsrichtung vorläufig abgesehen.

3. Somit zeigt uns Formel (1), daß die Verschiebungen der Komponenten, in Schwingungszahlen $\left(\nu = \frac{1}{\lambda}\right)$ gemessen, Multipla einer konstanten der Feldstärke E proportionalen Entfernung sind und (nach der Struktur des Ausdrucks (1) für Z) in bezug auf die Ruhelage symmetrisch liegen. Wird E in $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ gemessen, so hat die Konstante den Zahlenwert

$$\Delta\nu = 6{,}60 \cdot 10^{-5}\, E \cdot Z. \qquad (6)$$

In Wellenlängen erhält man

$$\Delta\lambda = -\lambda^2 \Delta\nu = 6{,}60 \cdot 10^{-5}\, \lambda^2 E \cdot Z. \qquad (7)$$

Für die Linie H_α ist $\lambda = 6562{,}8 \cdot 10^{-8}$ cm, für E setzen wir den von Stark angegebenen Wert $E = 104000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ ein. Es folgt

$$\Delta\lambda = 2{,}94\, Z\ \text{Å}. \qquad (8)$$

Tabelle I gibt den Vergleich der Resultate der Rechnung mit der von Stark[1]) beobachteten Feinzerlegung. In der ersten Kolumne sind alle unter Berücksichtigung der Bedingungen (2) bis (5) möglichen Absolutwerte von Z eingetragen.

Tabelle I (H_α-Linie).

Berechnet		Beobachtet von J. Stark	
Z	$\Delta\lambda$	p-Komp. $\Delta\lambda$	s-Komp. $\Delta\lambda$
5	14,7 Å	—	—
4	11,7	11,5	—
3	8,8	8,8	—
2	5,9	6,2	—
1	2,9		2,6
0	0		0

Entsprechend erhält man aus Gleichung (7) für H_β $\left(\lambda = 4861{,}3\ \text{Å},\ E = 104000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right)$

$$\Delta\lambda = 1{,}61 \cdot Z\ \text{Å}. \qquad (9)$$

Tabelle II (H_β-Linie).

Berechnet		Beobachtet von J. Stark	
Z	$\Delta\lambda$	p-Komp. $\Delta\lambda$	s-Komp. $\Delta\lambda$
12	19,4 Å	19,4	19,3
10	16,1	16,4	16,4
8	12,9	13,2	13,2
6	9,7	10,0	9,7
4	6,5	6,7	6,6
2	3,2	3,3	3,4
0	0	0	0

Herr Stark übernimmt für den von ihm angegebenen Absolutwert des elektrischen Feldes (der übrigens aus der Aufspaltung der H_β-Linie bestimmt ist) keine Garantie, wir hatten indessen keine Veranlassung, ihn im Falle der H_α- und H_β-Linien abzuändern. Dagegen ergeben die Komponenten von H_γ und H_δ eine genügend genaue Äquidistanz nur dann, wenn man für das Feld die Werte $E = 102000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, bzw. $E = 108000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ (an Stelle von $104000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$) zugrunde legt. Es könnte ja sein, daß diese Linien vorwiegend in einem andern Teil des nicht ganz homogenen Feldes emittiert wurden.

Unter dieser Voraussetzung $\left(E = 102000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}\right)$ ergibt sich nach (7) für H_γ ($\lambda = 4340{,}5$ Å)

$$\Delta\lambda = 1{,}33\, Z. \qquad (10)$$

In Tabelle III haben wir als letzte Kolumne noch die von Stark angegebenen Intensitäten verzeichnet. Die eingeklammerten Ordnungszahlen werden von unserem Auswahlprinzip nicht zugelassen.

Tabelle III (H_γ-Linie).

Berechnet		Gemessen von J. Stark		
Z	$\Delta\lambda$	p-Komp. $\Delta\lambda$	s-Komp. $\Delta\lambda$	Intensität
21	28,0	29,4		1 (fraglich)
(20)	—		26,3	1,1
18	23,9	23,9		10,9
(17)	—		22,8	1
16	21,3	—	—	
15	20,0	19,9		7,2
13	17,3		17,3	6,1
12	16,0	15,9		2,0
11	14,4	—	—	
10	13,3		13,3	4,3
9	12,0	—	—	
8	10,6	10,6		1
7	9,3		9,7	1,2
6	8,0	—	—	
5	6,7	6,6		1,5
4	5,3	—	—	
3	4,0		3,9	3,6
2	2,7	2,7		1,6
1	1,3	—	—	
0	0		0	7,2

Entsprechend liefert H_δ ($\lambda = 4101{,}7$ Å) unter Zugrundelegung des Wertes $E = 108000\ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ nach (7)

$$\Delta\lambda = 1{,}19\ \text{Å}, \qquad (11)$$

was zur Tabelle IV führt.

s-Polarisation. Auch in den Intensitäten läßt sich eine Gesetzmäßigkeit erkennen, welche u. a. auf das Auftreten der überzähligen (eingeklammerten) Komponenten unserer Tabellen Licht wirft. Dadurch sind auch die Erörterungen des § 4 zum Teil überholt. (Anmerkung in der Korrektur.)

1) J. Stark, Gött. Nachr. 1914, S. 427.

Tabelle IV (H_ε-Linie).

Berechnet		Gemessen von J. Stark		
Z	$\Delta\lambda$	p-Komp. $\lambda\lambda$	s-Komp. $\Delta\lambda$	Intensität
32	38,1	37,5		1 (fraglich)
(30)	(35,7)		34,8	1 (fraglich)
28	33,4	33,4		7,2
26	30,9		30,4	1,3
24	28,6	28,6		2,8
22	26,2		25,8	2,4
20	23,8	24,2		1,1
18	21,3		21,3	2,0
16	19,1	19,6		1,2
14	16,7		17,2	1
12	14,3	14,4		1,5
10	11,9		11,9	2,1
8	9,5	9,6		1,2
6	7,3		7,4	3,2
4	4,8	5,2		1
2	2,4		2,4	1,3
0	0	—	—	

4. Um die Bewertung der mitgeteilten Ergebnisse zu erleichtern, wollen wir einen Absatz der Starkschen Arbeit[1]) wörtlich anführen: „... es ist mit der Möglichkeit zu rechnen, daß außer den beobachteten wenig intensiven Komponenten noch weitere Komponenten vorkommen, welche noch lichtschwächer sind und darum in meinen Spektrogrammen unterbelichtet blieben. Mit Sicherheit möchte ich diesen Fall bei der Linie H_α vermuten ..... Was die Linien H_β, H_γ, H_δ betrifft, so ist ihre Komponentenzahl wohl annähernd richtig, immerhin können auch bei ihnen noch weitere sehr wenig intensive Komponenten vorkommen und, auch hiervon abgesehen, muß ich einige der für sie im nachstehenden angegebenen Komponenten als fraglich bezeichnen, da sie entweder nur zweifelhaft schwach herauskamen, oder da sie in den Gitterspektrogrammen am Orte möglicher Geister liegen."

Hiernach ist die Übereinstimmung in den Tabellen I, II, IV eine ganz überraschend gute. Es scheint, daß Stark die Vollständigkeit seiner Messungsergebnisse, soweit sie sich auf die Linien H_α, H_β, H_δ beziehen, unterschätzt hat. In den experimentellen Zerlegungen fehlt bei H_α und H_δ nur je eine einzige von den theoretisch möglichen Lagen, während bei H_β die Übereinstimmung eine vollständige ist. Die durch unsere Theorie nicht gegebene, von Stark selbst angezweifelte Komponente 34,8 der Tabelle IV, welche sich überhaupt nicht in das allgemeine Schema einfügt, wird man wohl als nicht reell ansehen dürfen. Etwas größere Abweichungen der beobachteten Komponenten von der berechneten Lage treten bei H_δ (wie auch bei H_γ) nur in den sehr lichtschwachen, schwer zu messenden Komponenten auf.

Weniger erfreulich ist die Sachlage bei der Linie H_γ. Auf den negativen Befund des Experiments für einzelne theoretisch mögliche Komponenten ist nach obigem kein großes Gewicht zu legen. Sehr störend ist aber das Auftreten zweier Komponenten, welche den theoretisch nicht vorgesehenen Multipla $Z = 17$ und $Z = 20$ entsprechen. Diese Linien sind zwar die schwächsten aller s-Komponenten, jedoch von Stark nicht als fraglich bezeichnet. Es ist durchaus nicht leicht einzusehen, warum das durch die Ungleichungen (4) und (5) gegebene Auswahlprinzip, welches sich in den übrigen Serienlinien, wie auch in den Sommerfeldschen Anwendungen so gut bewährt hat, gerade in diesem Punkte versagt. Die Theorie kann indessen an Hand des experimentellen Materials noch manches lernen, und die im übrigen erzielten Resultate berechtigen zu der Hoffnung, daß die Zusammenarbeit von Rechnung und Beobachtung auch diese letzte Unklarheit beseitigen wird.

Wir glauben, daß die mitgeteilten Ergebnisse einen neuen schlagenden Beweis für die Richtigkeit des Bohrschen Atommodells liefern, dessen Überzeugungskraft sich auch die reserviertesten Fachgenossen kaum entziehen können werden. Es scheint, daß die Leistungsfähigkeit der Quantentheorie in ihrer Anwendung auf dieses Modell an das Wunderbare grenzt und noch lange nicht erschöpft ist.

München, den 26. März 1916.

(Eingegangen 29. März 1916.)

1) J. Stark, l. c., S. 434.

Bemerkung über die Konstante der Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers.

Notiz zu der gleichnamigen Abhandlung des Herrn W. W. Coblentz.

Von Walther Gerlach.

1. Herr W. W. Coblentz[1]) hat in dieser Zeitschrift Versuche über die Konstante des Stefan—Boltzmannschen Strahlungsgesetzes mit einem von meinem Resultate abweichenden Ergebnis veröffentlicht, obgleich seine Methode sich eng an die anschließt, mit der ich die gleiche Konstante gemessen habe[2]). Wenngleich die Versuche des Herrn Coblentz noch nicht abgeschlossen und somit seine Resultate noch keine endgültigen sind, sei es doch gestattet, kurz auf einen Punkt seiner Mitteilung hinzuweisen, der in direktem Widerspruch zu verschiedenartigen Versuchen von mir steht.

2. Schon in dem kritisch wertvollen zusam-

1) Diese Zeitschr. 15, 762, 1914.
2) W. Gerlach, Ann. d. Phys. 38, 1, 1912.

menfassenden Bericht im Jahrbuch der Elektronik[1]) weist Coblentz darauf hin, daß er einen Punkt meiner Anordnung für bedenklich hält: Die Wärmeableitung an den beiden Stromzuführungsstellen zu dem Meßstreifen, an denen auch die Potentialdrähte zur Messung der im Streifen abgelagerten elektrischen Energie angebracht waren. Coblentz vermutet also eine andere Temperaturverteilung bei Strahlungs- und Stromheizung des Streifens. Ich hatte daraufhin Versuche angestellt[2]), welche — nach dem bei Wärmeleitungsmessungen schon verwandten Prinzip — Einflüsse durch Endableitung dadurch aufdecken sollten, daß dieselbe Strahlung einmal mit einem langen, dann mit einem kurzen Streifen absolut gemessen wurde. Ein eventueller Fehler hätte bei der damals verwandten Anordnung bei der Messung mit dem kleinen Streifen (8 mm lang) etwa 5 mal größer als bei Verwendung des großen Streifens (27 mm lang) sein müssen. Ich fand jedoch bis auf 1 Proz. — die Meßgenauigkeit betrug $1^1/_2$ Proz. — übereinstimmende Werte mit beiden Anordnungen, auch bei verschieden großen Strahlungsintensitäten. Offenbar hat Herr Coblentz diese kurze Bemerkung übersehen.

3. Coblentz ändert bei seinen Strahlungsmessungen die von mir angewandte Methode insofern ab, als er nicht die im ganzen Streifen abgelagerte elektrische Energie mißt, sondern nur die in der Mitte; er erreicht das durch Potentialdrähte, die etwa 3 mm auf jeder Seite von der Zuleitung entfernt auf dem Streifen angebracht sind, und deren Entfernung voneinander die Längsdimension der Empfängerfläche definiert. Ich habe mit meiner Thermosäule die Versuche wiederholt. Der Streifen aus Manganin, etwa 8 μ dick, ist 3,2 cm lang, in etwa 3—4 mm Abstand von jeder Zuleitungsstelle sind mit einer Spur Weichlot Potentialdrähte aus 20 μ-Platindraht angebracht, ebensolche direkt an den Auflageflächen des Streifens auf den Kupferzuführungen. Sodann wurde der Streifen elektrolytisch platiniert. Der Streifen wird elektrisch geheizt mit Strömen zwischen 0,01 und 0,1 Ampere, entsprechend den bei den absoluten Strahlungsmessungen verwandten Strömen. Die Spannung am ganzen Streifen und an dem durch die Potentialdrähte gegebenen mittleren Teil sind mit Dießelhorsts Kompensationsapparat gemessen. Ich finde das in Betracht kommende Verhältnis $\frac{ie}{F}$ für alle Strombelastungen innerhalb 1 Proz. konstant und damit auch die Strahlungsmessungen unabhängig von der Art der elektrischen Messung; die Fehlergrenze ist durch die bei der Flächenmessung erreichte Genauigkeit gegeben.

4. Es sei bei dieser Gelegenheit darauf hingewiesen, daß auch absolute Messungen im höchsten Vakuum dieselben Werte ergeben wie in Luft von Atmosphärendruck, und das sowohl bei horizontaler wie vertikaler Stellung der Thermosäule (Genauigkeit dieser Versuche etwa 2—3 Promille), allerdings nur, wenn die Schwärzung mit Platinmohr bewirkt ist[1]). Eine Fehlerquelle durch Wärmeableitung an den Enden und verschiedenartige Temperaturverteilung im Streifen sollte sich aber auch hier bemerkbar machen. Auch bei Strahlungsintensitäten, die im Verhältnis von 1 : 40 stehen, bleiben die absoluten Angaben dieselben. Ich erhalte aus neuen, demnächst zu veröffentlichenden Messungen zwischen 300° abs. und 700° abs.

$$\sigma = 5{,}85 \times 10^{-12} \text{ Watt cm}^{-2} \text{ grad}^{-4}$$

in guter Übereinstimmung mit meinem früheren Wert 5,90. Ferner stimmen die absoluten Messungen über die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe von Ångström[2]), Coblentz[3]) und mir[4]) innerhalb der erreichbaren Genauigkeit überein, während die Abweichung des Coblentzschen σ-Wertes ($\sigma = 5{,}61 \times 10^{-12}$) von meinem Wert außerhalb dieser Fehlergrenze liegt.

5. Wodurch der niedrige Wert der Coblentzschen Konstanten bedingt ist, kann ich nicht angeben. Zweifellos liegt aber noch ein sehr bedenklicher Punkt in seiner Anordnung, so lange die absoluten Angaben seiner Thermosäule nicht der Spaltbreite vor dem Streifen, d. h. also der bestrahlten Streifenfläche proportional sind. Diese Proportionalität war bei mir streng erfüllt, wenn die Spaltbacken nicht zu nahe am Streifen lagen. Vielleicht ist in Coblentz' Anordnung noch eine störende Wärmeableitung durch eine der vielen Blenden innerhalb der Thermosäule vorhanden.

Zusammenfassung: Die Abweichung des Coblentzschen Wertes der σ-Konstante von meinem Wert hat ihren Grund nicht in der Wärmeableitung an den Streifenenden, wie a) durch direkte Kontrollversuche, b) durch Messungen mit langen und kurzen Streifen, c) durch Messungen im Vakuum gezeigt wird.

1) Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **10**, 340, 1913.
2) W. Gerlach, Ann. d. Phys. **42**, 1163, 1913.

1) Diesbezügliche Versuche werden in einiger Zeit in den Ann. d. Phys. veröffentlicht werden.
2) K. Ångström, Phys. Rev. **17**, 302, 1903; diese Zeitschr. **3**, 257, 1902.
3) W. W. Coblentz, Bull. Bur. Stand. **11**, 87, 1914.
4) W. Gerlach, diese Zeitschr. **14**, 577, 1913.

Tübingen, Phys. Institut der Universität, März 1916.

(Eingegangen 1. April 1916.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Flüssige Kristalle und anisotrope Flüssigkeiten.

Von W. Voigt.

(Schluß.)

15. Brechungsindizes und Doppelbrechung.

Auf einzelne merkwürdige optische Eigenschaften der anisotropen Flüssigkeiten ist im Vorstehenden beiläufig bereits hingewiesen worden, weil die bez. Erscheinungen zur Aufklärung der Konstitution und des allgemeinen physikalischen Verhaltens jener Körper dienen konnten. Das Erscheinungsgebiet ist aber so reich und außerdem in neuster Zeit so fruchtbar, auch messend, bearbeitet worden, daß eine einigermaßen systematische Darstellung desselben angezeigt erscheint.

Wir beginnen mit den Beobachtungen, die sich auf die Verhältnisse der Brechungsindizes, speziell der Doppelbrechung beziehen.

Hier sind die ersten, orientierenden Messungen von Lehmann[1]) angestellt worden. Bei denselben war die zu untersuchende Substanz in dem Raum zwischen einer ebenen Glasplatte und einer Linse von großem Krümmungsradius geschmolzen, so daß sie eine Schicht von radial langsam variierender Dicke bildete. Zwischen gekreuzten Polarisatoren zeigte sie im trüben Zustande diffuse Doppelbrechungsringe, die darauf beruhten, daß die Individuen (§ 3), obwohl ungeordnet, doch durch ihr Zusammenwirken einen Gangunterschied hervorriefen. Diese Ringe ließen sich dadurch klären, daß die Linse auf der Unterlage in konstanter Richtung hin- und hergeschoben wurde, und dadurch die Elemente im wesentlichen untereinander und zur Unterlage parallel orientiert wurden. Lehmann fand durch Ausmessung von Ringradien bei bekannter Krümmung der Linse für die Differenz der Hauptbrechungsindizes bei *p*-Azoxyanisol und -phenetol 0,33, etwa ebensoviel, als er aus Beobachtungen über das scheinbare Verschwinden von Tropfen (in der zweiten Hauptlage), die in Flüssigkeiten von wechselnden Brechungsindizes suspendiert waren, geschlossen hatte.

Dieser große Wert der Doppelbrechung ist sehr merkwürdig und liefert ein neues Argument gegen die Emulsionshypothese, selbst in der Form, daß die in der isotropen Schmelze suspendierten Teilchen winzige feste Kriställchen wären; den letzteren müßten nämlich dann offenbar Doppelbrechungen von bei festen Körpern ganz unerhörten Beträgen beigelegt werden.

Die Feststellung Vorländers[1]), daß sich Schichten der von ihm entdeckten neuen anisotropen Flüssigkeiten zwischen Glasplatten mit ihren Elementen so vollkommen untereinander parallel und normal zur Plattenebene orientieren lassen, daß sie einer einachsigen Kristallplatte normal zur Hauptachse optisch äquivalent werden, gaben den optischen Untersuchungen jener Substanzen einen entscheidenden Anstoß; denn es wurden nunmehr alle Methoden anwendbar, die bei Kristallplatten zum Ziele führen.

Vorländer vertrat die Ansicht, daß sich die (nach S. 86 linear ausgedehnten) Moleküle in jenen Schichten zu Fäden oder Stäbchen ordneten, und man kann in der Tat mit einem solchen Bilde vorteilhaft operieren. Eine Frucht der durch diese Vorstellung angeregten und mit Hauswaldt durchgeführten Untersuchungen ist ein Atlas mit photographischen Aufnahmen im konvergenten polarisierten Lichte[2]). Derselbe zeigt bei Anwendung gekreuzter Nikols erhaltene prachtvolle Interferenzringe mit dunklem Kreuz, wie sie vollkommner durch keine Platte aus einem festen Kristall herstellbar sind. Bei einfallendem zirkular-polarisierten Licht ergaben sich jene bekannten Deformationen der Interferenzringe, aus denen man auf den Charakter der Doppelbrechung der Substanz schließen kann.

Die Ringe entsprechen durchweg einachsigen Kristallen. Wenn also die Moleküle keine rotatorische Symmetrie um die Richtung normal zur Schicht besitzen, so ist jedenfalls ihre Orientierung derart ungeordnet, daß die resultierende Wirkung für Bereiche von der Größenordnung einer Wellenlänge jene Symmetrie besitzt. Der Charakter der Doppelbrechung ist in der überwiegenden Zahl der Fälle positiv.

Eine besondere Stütze für seine Stäbchentheorie sieht Vorländer in der Tatsache, daß es durch geeignete Behandlung (Kompression) der Schichten gelang, die Interferenzerscheinungen in einer solchen Weise zu deformieren, wie dies einer Knickung der Stäbchen, d. h. einer zur Mittelebene der Schicht symmetrischen Neigung gegen die Normale entspricht.

Die Vorländerschen Entdeckungen gaben Sommerfeldt[3]) Veranlassung, zuerst die Po-

1) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **18**, 796, 1905.

1) D. Vorländer, Zeitschr. f. phys. Chem. **61**, 169, 1907.

2) D. Vorländer und H. Hauswaldt, Nov. Act. Ac. Leop. Carol. **90**, 107, 1909.

3) E. Sommerfeldt, diese Zeitschr. **9**, 234, 1908.

larisationsringe im konvergenten Lichte zur Bestimmung von Doppelbrechungen zu benutzen. Die beobachteten Substanzen Kalium- und Ammoniumoleat ergaben aber ziemlich diffuse Ringe und überdies relativ kleine Doppelbrechungen.

Sehr bedeutungsvolle Messungen über Brechungsindizes verdankt man Dorn und Lohmann[1]). Dieselben betrafen zwei der Vorländerschen[2]) Substanzen (Äthoxybenzalamin-α-Methylzimtsäureäthylester und -Äthylzimtsäureäthylester) und benutzten einerseits das Prinzip des Abbeschen Refraktometers, um absolute Werte von Brechungsindizes n_o des ordentlichen Strahles zu erhalten, andererseits (da der außerordentliche Strahl wegen seines hohen Brechungsindex n_e die Anwendung dieser Methode nicht durchaus gestattete) die Beobachtung der Polarisationsringe zur Kontrolle der Gesetze und zur Bestimmung einiger Zahlen für die Doppelbrechung.

Es ist bekannt, daß die Abbesche Methode an den Grenzwinkel der Totalreflexion für eine zwischen zwei Prismen aus hochbrechendem Glase eingeschlossene Flüssigkeitsschicht anknüpft. Bei dem Operieren mit einer anisotropen Flüssigkeit wurden zunächst deren Elemente in früher erörterter Weise normal zur Schicht orientiert und die Schicht dadurch in eine Platte eines einachsigen Kristalles verwandelt. Die Grenzen der totalen Reflexion sind durch die Geschwindigkeiten parallel der Begrenzung, hier also durch diejenigen normal zur optischen Achse der Schicht bestimmt; ihre Beobachtung lieferte daher unmittelbar die Werte der Hauptbrechungsindizes n_o und n_e. Gegenüber der Methode der Interferenzringe hat die Abbesche nicht nur den Vorteil, n_o und n_e einzeln zu liefern; sie besitzt auch den weiteren Vorzug, die u. a. nicht ganz einfache Messung der Dicke der benutzten Schicht zu vermeiden.

Die von Dorn und Lohmann untersuchten Substanzen erregen besonderes Interesse dadurch, daß sie je zwei anisotrop flüssige Phasen liefern. Die Messungen mit dem Abbe-Refraktometer erstreckten sich über das ganze Existenzbereich beider Phasen und lieferten besonders bei der zweitgenannten Substanz höchst merkwürdige Temperaturabhängigkeiten. Bei der *i*-Phase mit sinkender Temperatur stark ansteigende n_o, beim ersten Umwandlungspunkt ein unstetiger sehr bedeutender Abfall, weiter in der a_I-Phase stetiges Sinken, beim zweiten Umwandlungspunkt ein kleinerer Sprung, darauf folgend in der a_{II}-Phase sehr starkes stetiges Fallen. Bei der erstgenannten Substanz ist nur in der Phase a_{II} der Verlauf abweichend, nämlich anfänglich schwach fallend, dann ähnlich steigend.

Die Beobachtungen im konvergenten Licht zwischen Polarisatoren bezogen sich nur auf die a_{II}-Phase; sie hatten in erster Linie den Zweck, zu konstatieren, daß das Gesetz der Farbenringe der Theorie für homogene Kristallplatten folgt, so daß also die untersuchten Schichten sich auch bei schiefem Einfall wie Kristallplatten verhielten. Die Übereinstimmung erwies sich als sehr weitgehend; die Ausrichtung der Moleküle normal zur Schicht mußte also als ziemlich vollständig angesehen werden.

Die wenigen gewonnenen Zahlen für die Doppelbrechung liegen im Bereich der von Lehmann gefundenen.

Eine spätere Arbeit von Dorn[1]) vervollständigt diese Resultate besonders durch Bestimmung von n_o für die a_I-Phase bei verschiedenen Temperaturen nach der Abbe-Methode. Der Verlauf fand sich von dem für n_o durchaus abweichend; bei dem ersten Umwandlungspunkt ein sprungweises und darnach innerhalb der a_I-Phase ein stetiges Ansteigen mit fallender Temperatur, derart, daß hierbei die Doppelbrechung stark zunahm. Beobachtungen von Cholesterylpropionat ergaben nicht völlig konstante Verhältnisse.

In gleicher Richtung wie die Dornschen Arbeiten zielt der eine Abschnitt einer umfassenden Untersuchung Stumpfs[2]) über den von Vorländer hergestellten *p*-Cyanbenzalaminozimtsäure-akt-amylester, der nur eine gut zugängliche a_{II}-Phase besitzt. Der Verlauf war dem zuletzt beschriebenen ganz analog, indessen hatte hier n_o einen größeren Wert als n_e; die Substanz war also negativ-einachsig. Auf das besondere Interesse, das ihre überaus starke optische Aktivität bietet, wird unten hingewiesen werden.

Die Beobachtungen Dorns an Cholesteryl-Verbindungen sind von Kreide[3]) zur Klarstellung der störenden Ursachen fortgesetzt worden.

An die Interferenzringe im konvergenten Licht knüpften auch Beobachtungen von Mauguin[4]) an; sie lieferten für die (positive) Doppelbrechung von *p*-Azoxyphenetol bei *Na*-Licht den Wert

1) E. Dorn u. W. Lohmann, Ann. d. Phys. **29**, 533, 1909.
2) D. Vorländer, Ber. d. D. Chem. Ges. **31**, 2033, 1908.

1) E. Dorn, diese Zeitschr. **11**, 777, 1910.
2) F. Stumpf, Diss. Gött. 1911; Ann. d. Phys. **37**, 351, 1912.
3) W. Kreide, diese Zeitschr. **14**, 979, 1913.
4) Ch. Mauguin, C. R. **151**, 686, 1910.

0,37, der in der Nähe der ersten orientierenden Bestimmung von Lehmann liegt.

Mit einem Refraktometer hat auch Gaubert[1]) gearbeitet bei Beobachtungen, die in erster Linie den Einfluß eines Zusatzes von *p*-Azoxyanisol und -phenetol zu Derivaten von Cholesterin betrafen. Die reinen Substanzen zeigten in der $a_{\perp}$-Phase negative, in der $a_{\parallel}$-Phase positive Doppelbrechung, übrigens von nur geringem Betrag. Die Zusätze, von denen, wie oben viel benutzt, nur eine *a*-Phase bekannt ist, wirkten aber in beiden Fällen im Sinne einer Vergrößerung der Doppelbrechung, die bei der (negativen) $a_{\perp}$-Phase ziemlich gering, bei der (positiven) $a_{\parallel}$-Phase beträchtlicher ist. Für die letztere folgte die Änderung ungefähr der sonst bei Mischkristallen häufig bestätigten Mischungsregel; in der ersteren versagt die Regel natürlich von vornherein und die bez. Wirkung ist überhaupt sehr schwer verständlich.

16. Aktivität und Dichroismus.

Auf die Fähigkeit der anisotropen Flüssigkeiten, in der Konfiguration suspendierter Tröpfchen die Polarisationsebene des Lichtes zu drehen, hat bereits Lehmann[2]) aus seinen bez. frühesten Beobachtungen geschlossen; er war aber geneigt, diese Wirkungen von denen der gewöhnlichen Aktivität zu unterscheiden und auf spezielle Schichtenstruktur zu deuten. Ebenso ist ihm die Eigenschaft des Dichroismus nicht entgangen, und er hat sie auf analoge Weise zu erklären versucht.

Des Folgenden wegen mag die Erwähnung der bez. Beobachtungen in § 3 noch etwas vervollständigt werden. Suspendierte Tröpfchen von *p*-Azoxyphenetol in der ersten Hauptlage zeigten zwischen gekreuzten Nikols das dunkle Kreuz der einachsigen Kristalle, daneben eine abwechselnde Tönung (weiß und gelb) der dadurch begrenzten Quadranten. Diese Tönung blieb bestehen, wenn der Analysator oder der Polarisator entfernt wurde, verschwand aber natürlich beim Fehlen beider. Hieraus ergibt sich, daß bei Benutzung von Polarisator oder Analysator allein in der gleichen Orientierung die Quadrantenfärbung mit vertauschten Quadranten auftritt.

Eine Methode zugleich zu Demonstration und angenäherter Messung der Drehung der Polarisationsebene sah Lehmann[3]) in der Herstellung einer anisotropen Schmelze von *p*-Azoxyphenetol zwischen Glasplatte und Glaslinse in der S. 152 beschriebenen Weise, aber bei absichtlicher Verhinderung einer regelmäßigen Ausrichtung der Moleküle. Zwischen gekreuzten Polarisatoren waren dann helle und dunkle Ringe wahrzunehmen, die den Schichtdicken mit Drehungen $h.\pi$ entsprachen; durch Drehung von Polarisator oder Analysator nahmen die Ringdurchmesser ab oder zu. Daneben machte sich infolge des Dichroismus eine Art Quadrantenfärbung geltend, die aber von der bei Tropfen beobachteten wesentlich abwich. Es erschienen z. B. bei Beobachtung mit nur einem Nikol dunklere (gelbe) Büschel, welche in ihren zentralen Teilen die Polarisationsrichtung als Symmetrielinie hatten und bei Benutzung nur des Analysators oder nur des Polarisators in gleicher Lage übereinstimmten, während die äußeren Teile beim Wechsel der Polarisatoren sich änderten. Auch diese merkwürdige Erscheinung führt Lehmann auf komplizierte Struktur der Schichten zurück. Wir kommen auf ihre vermutliche Erklärung unten zurück.

Die Untersuchungen bezüglich Aktivität und Dichroismus erhielten einen neuen Anstoß durch die Entdeckung, daß eine Reihe der Vorländerschen Substanzen beide Eigenschaften in bei festen Kristallen ganz unerhörter Stärke besitzt[1]). Während Quarz in der Dicke von 1 mm für mittlere Farben die Polarisationsebene um etwa 25° dreht, bewirken Anisalaminozimtsäure- und Anisalamino-α-methylzimtsäure-akt-amylester unter gleichen Umständen Drehungen von rund 4000°, Cyanbenzalaminozimtsäure-akt-amylester sogar von rund 12000°. Infolge hiervon zeigen dünne normal orientierte Schichten der Substanzen zwischen gekreuzten Polarisatoren im konvergenten Licht das dunkle Kreuz einachsiger Kristalle nur in Andeutungen in den äußern Ringen, und zwar gelegentlich in lebhaften Farben; das letztere erklärt sich dadurch, daß wegen starker Dispersion der Drehung die Kreuzarme für verschiedene Farben verschieden weit nach innen reichen. Außerdem tritt infolge des Dichroismus ausgeprägte „Quadrantenfärbung" auf und bleibt auch bestehen, wenn ein Polarisator entfernt wird. Der Vorländer-Hauswaldtsche Atlas (s. S. 152) enthält eine Anzahl schöner Aufnahmen bei einfallendem linearen und auch bei zirkularpolarisiertem Licht (Airysche Spiralen).

Die Erscheinungen sind (bei vergrößerter Deutlichkeit natürlich) in allem Wesentlichen dieselben, die Lehmann bei Tropfen von *p*-Azoxyphenetol beobachtet hat; es liegt nahe an-

1) P. Gaubert, C. R. **153**, 573, 1158, 1911.
2) O. Lehmann, Flüssige Kristalle, 62; s. auch diese Zeitschr. **11**, 575, 1910.
3) O. Lehmann, Ann. d. Phys. **18**, 808, 1905.

1) M. E. Huth, Diss. Halle 1909; bes. S. 28 u. f.; D. Vorländer und H. Hauswaldt, Abh. Leop. Carol. **90**, 107, 1909; D. Vorländer und M. E. Huth, Zeitschr. f. phys. Chem. **83**, 723, 1913.

zunehmen, daß in dieser letzteren Anordnung die Brechung an der Oberfläche der Tröpfchen das einfallende nahe parallele Licht derart konvergent gemacht hat, daß ein ähnlicher Strahlengang entstanden ist, wie bei einer planen Schicht im Polarisationsmikroskop.

Huth[1]) hat eine Anzahl von Bestimmungen der spezifischen Drehung durch Messungen an planparallelen Schichten ausgeführt. Die Resultate stimmen untereinander sehr wenig überein; indessen spricht diese Tatsache keineswegs gegen die Regelmäßigkeit des Vorganges an sich. Es ist bekannt, daß bei einachsigen Kristallen das Drehungsvermögen rapide abnimmt, wenn man in Richtungen mit wachsender Neigung gegen die Hauptachse beobachtet. Andererseits ist klar, daß die Orientierung der Moleküle einer anisotropen Substanz normal zur Schicht Zufälligkeiten unterworfen sein wird. Erscheinungen, die sehr stark von dem Grade dieser Orientierung abhängen, werden sich demgemäß schwer in voller Konstanz erzielen lassen.

Interessant ist, daß es nach Huth Substanzen mit zwei anisotrop-flüssigen Phasen gibt, von denen die eine aktiv ist, die andere nicht. Eine solche Eigenschaft ist ohne die Annahme einer wesentlichen Umgestaltung des Moleküles bei dem Übergang aus der einen in die andere Phase nicht zu verstehen. —

Eine tiefgreifende Untersuchung der durch Aktivität und Dichroismus bedingten Erscheinungen hat (auf meine Veranlassung) Stumpf[2]) an der zweiten *a*-Phase von *p*-Cyanbenzalaminozimtsäure-akt-amylester (daneben auch an einer Mischung dieser Substanz mit Cyanbenzalanisidin) durchgeführt. Die erste von ihm gelöste Aufgabe war eine Messung der spezifischen Drehung der Polarisationsebene für alle Farben des sichtbaren Spektrums bei verschiedenen Temperaturen. Dazu wurde ähnlich, wie durch Lehmann geschehen, eine Schicht der Substanz zwischen einer Glasplatte und einer Linse eingeschlossen, aber in ihr nach Erreichung der trüben Phase durch wiederholtes Andrücken der Linse möglichst vollständig die Ausrichtung der Elemente bewirkt. Es zeigten sich dann im parallelen Licht zwischen Polarisatoren Ringe, deren Durchmesser außerordentlich stark mit der Farbe wechselten. Die hierdurch zum Ausdruck kommende große Dispersion der Drehung hängt damit zusammen, daß die eine der beiden in der Schicht fortgepflanzten zirkularen Wellen im gelben Teile des Spektrums einen starken Absorptionsstreifen besitzt, derart, daß sie dort schon bei Schichten von geringer Dicke merklich vollständig vernichtet wird. Mit diesem Absorptionsstreifen hängt eine starke Reflexion der betreffenden Welle zusammen, die sich in glänzenden Schillerfarben zirkular polarisierten Lichtes kundtut[1]). In der Umgebung des Absorptionsstreifens ist das durch die Schicht tretende Licht nicht lineär, sondern elliptisch polarisiert; es wird demgemäß durch den Analysator bei keiner Dicke ausgelöscht, und für die bezüglichen Farben erscheinen nur matte Ringe, die einer Orientierung der größeren Ellipsenachse normal zum Analysator entsprechen; für die Farben des Streifens fehlen die Ringe ganz, weil von ihnen nur eine zirkulare Welle aus der Schicht austritt.

Da, wie schon oben bemerkt, bei allen Beobachtungen an dünnen Schichten infolge der nicht stets vollständigen Orientierung der Elemente normal zur Schicht schwer eine genügende Gleichwertigkeit verschiedener Schichten zu erzielen ist, so war es nötig, um Gesetzmäßigkeiten zu erkennen, möglichst viele Beobachtungen an einer und derselben, möglichst unveränderten Schicht anzustellen. Dies war so erreichbar, daß mit Hilfe der Photographie der Verlauf der Drehung durch die Schicht für alle Farben bei jeder erzielten Temperatur mit einem Male festgehalten und die Ausmessung an den Photogrammen vorgenommen wurde.

Zu diesem Zwecke wurde aus dem beschriebenen Ringsystem durch einen aufgelegten Spalt ein feiner diametraler Streifen ausgeschnitten und das Bild desselben bei Zwischenschaltung eines Prismas photographiert. Die dunkeln Ringe für die verschiedenen Farben stellten sich dann als dunkle Streifen dar, welche in zwei zur Spur des Ringzentrums symmetrischen Systemen das Spektrum durchzogen; der Abstand zweier symmetrischen Streifen an einer Stelle des Spektrums entsprach dabei direkt dem Durchmesser des Ringes für die entsprechende Farbe. Die Messung mehrerer Durchmesser für dieselbe Farbe gestattete zu kontrollieren, daß die Schicht in größerer Ausdehnung merklich homogen, die Ausrichtung der Moleküle merklich gleichförmig war. Indem diese Operation bei verschiedenen Temperaturen ausgeführt wurde und die Ringdurchmesser für eine Reihe von Farben gemessen wurden, gelang es, die Rotationsdispersion der untersuchten Phase in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur abzuleiten.

Von den Resultaten sei hier nur hervorgehoben, daß der Absolutwert der Drehung

1) M. E. Huth, Diss. Halle 1909.

2) F. Stumpf, Diss. Gött. 1911; Ann. d. Phys. 37, 351, 1912.

1) S. dazu auch F. Giesel, diese Zeitschr. 11, 192, 1910; O. Lehmann, ebenda 575.

mit abnehmender Temperatur sehr stark anstieg, was ein gleiches Verhalten für die zirkulare Doppelbrechung ergibt — in Übereinstimmung mit dem nach S. 153 für die lineare Doppelbrechung in transversaler Richtung Gefundenen. Ferner, daß die Drehung zwischen gelb und violett das positive Vorzeichen hat, bei Annäherung an den Absorptionsstreifen stark wächst, in demselben nach dem oben Gesagten wegen der Absorption der einen Welle nicht zustande kommt, aber dann auf der roten Seite des Streifens mit einem großen negativen Werte beginnt und dieses Vorzeichen bei abnehmender Stärke weiter beibehält.

Dies letztere Resultat ist nicht durchaus überraschend. Verschiedene Beobachtungen[1]) haben schon vor längerer Zeit gezeigt, daß ein Absorptionsstreifen auf den Verlauf der natürlichen Rotationsdispersion in der Weise einwirkt, daß die Drehung auf seiner einen Seite vergrößert, auf der andern verkleinert wird. Doch hielten sich hier diese Einwirkungen in so mäßigen Grenzen, daß dabei kein Vorzeichenwechsel der Drehung eintrat. Dieser Vorzeichenwechsel führt aber zu einer merkwürdigen Konsequenz, auf die unten eingegangen werden wird.

Stumpf hat auch die Absorptionsverhältnisse für die beiden in der Schicht fortgepflanzten zirkularen Wellen messend untersucht und für die negativ rotierende im Absorptionsstreifen eine enorm starke Schwächung nachgewiesen; eine Schicht von 9,4 μ Dicke reduzierte die Intensität auf den ca. 135. Teil. Die positiv rotierende Welle erfuhr ebenda nur eine ganz unbedeutende Schwächung und ließ überhaupt im ganzen Spektrum keinen Absorptionsstreifen erkennen. Es würde von großem theoretischen Interesse sein, einen solchen Streifen außerhalb des sichtbaren Spektrums nachzuweisen; denn nach der Elektronentheorie der Absorption und Dispersion würde es durchaus ungewöhnlich erscheinen, daß eine bestimmte Gattung von Elektronen nur zirkular polarisierte Wellen von einem Rotationssinn dämpfte.

Abschließend sei über eine sehr interessante, indirekt mit der Aktivität zusammenhängende Beobachtung berichtet, die von Vieth[2]) mitgeteilt ist. Nach Symmetrie ist zulässig, daß bei einem natürlich drehenden Körper die magnetische Drehung der Polarisationebene verschieden ausfällt, je nachdem der Strahl parallel oder entgegen der Richtung der Kraftlinien verläuft oder, anders ausgesprochen, je nachdem sich die magnetische Drehung der natürlichen additiv oder subtraktiv verbindet[1]). Nach der Theorie wird dies durch Glieder zweiter Ordnung bezüglich der drehenden Effekte bedingt, und es wäre darnach zu erwarten, daß die Drehung χ, die bei nichtaktiven Körpern durch eine lineare Funktion der Feldstärke H dargestellt wird, bei aktiven noch ein quadratisches Glied enthält. Fig. 2 stellt durch die mit ii bezeichnete Gerade den Verlauf für einen inaktiven, durch den Bogen aa denjenigen für einen aktiven Körper dar.

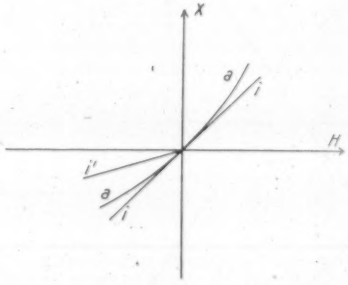


Fig. 2.

Vieth hat, durch diese Bemerkung veranlaßt, den sehr stark aktiven von Vorländer dargestellten Anisalamino-α-Methylzimtsäure-aktamylester auf seine magnetische Aktivität untersucht. Das Resultat ging dahin, daß allerdings eine Dissymmetrie der Drehung bei Umkehrung des Feldes besteht, daß sie aber nicht den erwarteten, durch die Kurve a dargestellten Verlauf hat, sondern durch die gebrochene Gerade $i'i$ (von links nach rechts) gegeben ist. Die hierdurch ausgedrückte Unstetigkeit des Verlaufes von χ bei dem Zeichenwechsel von H kann nun aber kaum eine direkte Wirkung der natürlichen Aktivität der Substanz sein, in der kein erkennbarer Grund für einen solchen „Knick" liegt. Man wird eine derartige Unstetigkeit wohl nur auf eine sprungweise Konstitutionsänderung der Substanz deuten können, die sich beim Richtungswechsel des Magnetfeldes, auch wenn letzteres eine sehr geringe Stärke hat, vollzieht. Daß in anisotropen Flüssigkeiten Felder von geringer Stärke bereits vollständig orientierend wirken, ist S. 130 erörtert; es liegen also Wahrnehmungen vor, die eine solche Vorstellung stützen. Welcher Art die Konstitutionsänderungen sind, die eine Um-

1) S. insbesondere A. Cotton, Ann. de Chim. et de Phys. (7) **8**, 347; Journ. de Phys. (3) **5**, 237, 290; Thèse, Paris 1896.

2) G. Vieth, diese Zeitschr. **11**, 526, 1910.

1) W. Voigt, Magnetooptik, Leipzig 1908, S. 10.

kehrung der Feldrichtung begleiten, ist gegenwärtig noch nicht zu sagen.

17. Schwingungsformen.

Eine dritte Beobachtungsreihe Stumpfs[1]) bezieht sich auf die Polarisationsverhältnisse von Wellen, die sich in schiefen Richtungen innerhalb der Schicht fortpflanzen, d. h. also schief gegen die optische Achse. Die hierbei gefundenen Resultate verdienen ganz besonderes Interesse. Die in den vorigen beiden Abschnitten besprochenen Erscheinungen stellten in der Hauptsache nur Steigerungen von Vorgängen dar, die bei festen aktiven Kristallen längst bekannt waren. Hier handelt es sich aber um Erscheinungen, die zwar nach der Theorie bei letzteren Körpern auch stattfinden müssen, die aber hier infolge der geringen Stärke von Aktivität und Dichroismus absolut unwahrnehmbar sind, und somit an den anisotropen Flüssigkeiten überhaupt zum erstenmal wahrgenommen worden sind.

Bei durchsichtigen aktiven einachsigen Kristallen sind die Polarisationsgesetze überaus einfach. In jeder Richtung pflanzen sich zwei elliptisch polarisierte Wellen fort. Die Schwingungsellipsen beider Wellen haben ihre Achsen parallel und normal zum Hauptschnitt, sind bei gekreuzter Lage einander ähnlich und werden in entgegengesetzten Richtungen umlaufen. Die große Achse der ordentlichen Polarisationsellipse liegt parallel, die der außerordentlichen normal zum Hauptschnitt. (Für die Ellipsen der elektrischen Schwingung gilt das Entgegengesetzte.) Für die Richtung parallel der optischen Achse ist das Achsenverhältnis k Eins, die Ellipsen sind Kreise. Mit wachsendem Neigungswinkel ϑ nimmt k erst sehr schnell, dann langsam ab und erreicht in der zur Achse normalen Richtung ein von Null verschiedenes Minimum[2]).

Vorhandener Dichroismus modifiziert diese Gesetzmäßigkeiten, besonders wenn zugleich die Aktivität groß ist, beträchtlich. Theoretische Ansätze für die Behandlung absorbierender aktiver Kristalle auf Grund der Elektronentheorie der Dispersion und Absorption sind vorhanden[3]) und ergeben die nachstehend zusammengestellten Folgerungen[4]); aber sie scheinen noch unvollständig zu sein, insbesondere auch die Abhängigkeit der Erscheinungen von der Farbe nicht zuverlässig zu geben.

Die Schwingungsellipsen sind nach diesen Theorien nicht mehr nach dem Hauptschnitt orientiert, sondern aus dieser Lage für beide Wellen um den gleichen Winkel in entgegengesetzten Richtungen herausgedreht; dieser Drehungswinkel φ wechselt in komplizierter Weise mit der Fortpflanzungsrichtung. Die Elliptizität $k = \operatorname{tg}\varphi$ kann mit wachsendem Neigungswinkel ϑ relativ langsam abnehmen und bei Fortpflanzung normal zur optischen Achse noch beträchtliche Werte haben.

Es ist von prinzipieller Bedeutung, daß die von der Theorie signalisierten singulären Erscheinungen sich an anisotropen Flüssigkeiten zum ersten Male haben nachweisen lassen. Einzelheiten wollen sich allerdings der Theorie noch nicht recht fügen, aber es ist zu hoffen, daß gerade ihre Verfolgung zu einem fruchtbaren Ausbau der Theorie führen wird.

Die Stumpfschen Beobachtungen sind nach einer von Airy herrührenden Methode der „elliptischen Polarisatoren" durchgeführt. Bei dieser ist der Analysator mit dem Polarisator zusammen in meßbarer Weise drehbar gemacht und mit jedem Nikol ist ein gleiches Glimmblättchen verbunden. Die Polarisatorkombination wird so eingestellt, daß sie Licht von verlangter Elliptizität austreten läßt, die Analysatorkombination so, daß sie diese Schwingungen auslöscht. Schaltet man zwischen beide Systeme ein Medium, in dem sich Schwingungen von eben dieser Elliptizität fortpflanzen, dann kann man durch gemeinsame Drehung beider Systeme auf die Intensität Null einstellen und aus dieser Einstellung auf die Orientierung der bez. in dem Medium fortgepflanzten Schwingungsellipse schließen. Sind die in dem Medium fortgepflanzten Schwingungen von anderer Elliptizität, so ist eine Dunkeleinstellung unmöglich.

Stumpf hat nun eine Schicht der zu untersuchenden Substanz zwischen Glasplatten eingeschlossen und in einem Temperaturbad aus einer geeigneten Flüssigkeit um eine vertikale Achse drehbar befestigt, derart, daß das einfallende Licht die Platte in wechselnder Richtung durchsetzen konnte. Es wurde dann in dem elliptischen Polarisator eine Elliptizität willkürlich eingestellt und darauf durch gleichzeitige Drehung des Polarisators und der Platte eine Nullstellung gesucht; auf diese Weise ergab sich zugleich der Einfallswinkel, bei welchem die betreffende Ellipse in der Schicht sich fortpflanzt, und die Orientierung der letzteren. Mit diesen Messungen wurde eine orientierende Bestimmung der Absorption der beiden elliptischen Wellen verbunden.

Was die Resultate der Beobachtungen angeht, so läßt der gefundene Verlauf der Ab-

1) F. Stumpf, l. c.
2) S. dazu W. Voigt, Gött. Nachr. 1913, S. 177.
3) Siehe W. Voigt, Wied. Ann. **69**, 297, 307, 1899; Ann. d. Phys. **18**, 649, 1905; P. Drude, Lehrbuch der Optik, Leipzig 1912, S. 389 u. f.
4) Besonders untersucht von C. Försterling, Gött. Nachr. 1912, S. 217.

sorptionen als Funktion der Fortpflanzungsrichtung noch am wenigsten Gesetzmäßigkeiten erkennen. Festgestellt erscheint, daß die Absorption der negativ rotierenden Welle zwischen $\vartheta = 0^0$ und $\vartheta = 45^0$ ein Maximum passiert, während die positive Welle ein solches nicht zeigt. Das ist ein unerwartetes Ereignis.

Die Elliptizität $k = \operatorname{tg} \psi$ erreichte von Eins (Kreis) ansteigend erst etwa bei $\vartheta = 45^0$ sehr kleine Werte (langgestreckte Ellipse). Für die Drehung φ der Ellipsen bestätigte sich das Resultat der Theorie, wonach die Größe für die + und die — rotierende Schwingung die gleiche, der Sinn der entgegengesetzte sein sollte. Die Abhängigkeit des Winkels φ von der Fortpflanzungsrichtung ϑ erwies sich als stark mit der Farbe wechselnd; im allgemeinen strebte mit wachsendem ϑ die Lage der großen Ellipsenachse der elektrischen Schwingung für die +-Welle dem Hauptschnitt, für die —-Welle der dazu normalen Lage zu. Die —-Welle hat also den Charakter der ordentlichen.

Von besonderem Interesse ist, daß der Drehungswinkel φ den Wert 45^0 erreichte und überschritt. Bei $\varphi = 45^0$ fallen die Ellipsen der +- und der —-Welle völlig zusammen und unterscheiden sich nur durch Rotationssinn und Absorption.

Es mag zum Schluß noch auf eine merkwürdige Folgerung aufmerksam gemacht werden, zu welcher die Kombination der Resultate der letzten drei Abschnitte leitet.

Hier ist soeben gezeigt, daß für das ganze sichtbare Spektrum die — rotierende Welle als die ordentliche zu betrachten ist. In § 15 ist erörtert, daß in der Richtung normal zur Hauptachse $n_e > n_o$ ist, d. h. also bei Rücksicht auf den Rotationssinn $n_+ > n_-$. Dagegen ist in § 16 bemerkt, daß für parallel zur Hauptachse fortschreitendes Licht die Drehung auf der violetten Seite des Absorptionsstreifens positives, auf der roten Seite negatives Vorzeichen habe, daß also im ersteren Bereich $n_+ < n_-$, im letzteren $n_+ > n_-$ gelte. Im ersteren Spektralbereich muß hiernach beim Übergang von $\vartheta = 0$ zu $\vartheta = 90^0$ die Differenz $n_+ - n_-$ ihr Vorzeichen wechseln. Dies setzt die Existenz eines Winkels $\vartheta = \bar{\vartheta}$ voraus, für den $n_+ = n_-$ ist, also der „flüssige Kristall" eine Zone fehlender Doppelbrechung oder einen Kegel von optischen Achsen besitzt. Die Möglichkeit eines solchen Vorkommens war schon früher aus der Theorie geschlossen[1]); es ist erfreulich, daß der Fall einmal wirklich von der Natur dargeboten worden ist.

1) W. Voigt, Gött. Nachr. 1903, S. 166.

18. Allgemeine optische Gesetzmäßigkeiten für aktive dichroitische Kristalle.

Was die Erklärung der im Vorstehenden beschriebenen optischen Erscheinungen aus der Theorie angeht, so kann es sich hier natürlich nur um Andeutungen handeln[1]). Besonders wesentlich erscheint dabei der Nachweis, daß die S. 154 erwähnten, scheinbar in sich widerspruchsvollen Beobachtungen über Quadrantenfärbung und Ähnliches, mit größter Wahrscheinlichkeit auf eine einfache Zusammenwirkung der beiden direkt nachweisbaren Eigenschaften der bez. Substanzen in der a-Phase zurückgeführt werden können: ihre Aktivität und ihren Dichroismus. Denn damit entfällt die Nötigung, so wie Lehmann getan hat, komplizierte Hypothesen ad hoc über die Konstitution der Tropfen und Schichten jener Phasen einzuführen, und der Zustand der a-Phasen rückt dadurch in die Nähe desjenigen der regelmäßig kristallisierten Materie.

Wie schon S. 157 bemerkt, ist es nicht ganz sicher, ob die gegenwärtig vorhandenen allgemeinen theoretischen Ansätze für die Darstellung der Eigenschaften aktiver dichroitischer, insbesondere einachsiger Kristalle bereits erschöpfend sind. Man wird daher vielleicht zurzeit am passendsten gewisse Parameter derselben als unbekannte, bzw. aus der Beobachtung zu bestimmende Funktionen der Schwingungsfrequenz, d. h. also der Farbe betrachten. Auch ist es für unsere Zwecke am bequemsten, das Gesetz der Abhängigkeit dieser Parameter von der Fortpflanzungsrichtung im Kristall offen zu lassen. Dann kann man als allgemeines Resultat der Theorie das folgende hinstellen.

Versteht man unter A und B die komplexen Komponenten des (z. B. magnetischen) Schwingungsvektors normal und parallel zum Hauptschnitt, unter $\mathfrak{n}$ den sogenannten komplexen Brechungsindex, der mit dem reellen Brechungsindex n und dem Absorptionsindex $\varkappa$ durch die Beziehung

$$\mathfrak{n} = n(1 - i\varkappa)$$

verbunden ist, unter r einen das Maß der Aktivität des Kristalles bildenden Parameter, unter $\mathfrak{n}_e$ und $\mathfrak{n}_o$ die speziellen Werte von $\mathfrak{n}$ für die außerordentliche und die ordentliche Welle bei verschwindendem r, so gilt in einer für die meisten Zwecke ausreichenden Annäherung

$$\begin{aligned} B\left(\frac{1}{\mathfrak{n}^2} - \frac{1}{\mathfrak{n}_e^2}\right) &= i\frac{r}{\mathfrak{n}} A, \\ A\left(\frac{1}{\mathfrak{n}^2} - \frac{1}{\mathfrak{n}_o^2}\right) &= -i\frac{r}{\mathfrak{n}} B. \end{aligned} \qquad (4)$$

1) Ausführlicher W. Voigt, Gött. Nachr. 1916.

Dabei sind n_o, n_e und r Funktionen der Farbe und der Fortpflanzungsrichtung.

Diese Formeln bestimmen zwei Wurzeln n und B/A, die durch die Indizes 1 und 2 unterschieden werden mögen. Bildet man aus (4)

$$\frac{1}{n_o^2}-\frac{1}{n_e^2}=i\frac{r}{n}\left(\frac{A}{B}+\frac{B}{A}\right) \tag{5}$$

und ignoriert in dem stets kleinen Glied rechts den Unterschied zwischen den beiden Wurzeln n_1 und n_2 für n, so ergibt sich

$$\frac{B_1}{A_1}\cdot\frac{B_2}{A_2}=1, \tag{6}$$

und dies sagt uns, daß die Schwingungsformen der Wellen 1 und 2 Ellipsen sind mit um gleiche Winkel in entgegengesetzten Richtungen aus den Richtungen von A und von B herausgedrehten großen Achsen. Dies ist das S. 156 benutzte Resultat.

Solange n_o-n_e klein ist neben n_o+n_e, z. B. immer für Richtungen in der Nähe der optischen Achse, kann man setzen

$$\frac{1}{n_e^2}=p^2+q, \quad \frac{1}{n_o^2}=p^2-q \tag{7}$$

und q als klein neben p^2 ansehen. Ist auch r klein neben p^2, dann kann man für n^2 als angenäherten Wert bilden

$$\frac{1}{n^2}=p^2\pm\sqrt{q^2+r^2p^2} \tag{8}$$

und mit Hilfe hiervon auch für B/A

$$B(\pm\sqrt{q^2+r^2p^2}-q)=irpA. \tag{9}$$

Da für sehr kleine Winkel ϑ der Fortschreitungsrichtung gegen die optische Achse q verschwindet, r aber nicht, so kann man dort die noch rohere Annäherung bilden

$$\frac{1}{n^2}=p^2\pm rp, \quad B(\pm rp-q)=irpA \tag{10}$$

oder

$$\begin{aligned} n=n(1-i\varkappa)&=\frac{1}{p}\left(1\pm\frac{r}{2p}\right),\\ \frac{B}{A}&=\pm i\left(1\pm\frac{q}{rp}\right). \end{aligned} \tag{11}$$

Diese Formeln ergeben, wie in dem vorausgesetzten speziellen Fall die Parameter p, q, r in den Ausdrücken für n, $n\varkappa$ und B/A zusammenwirken.

Findet die Fortpflanzung der Wellen parallel der optischen Achse statt, so ist $q=0$, also $B/A=\pm i$, d. h. die Schwingungsellipsen degenerieren zu Kreisen. Soll, wie dies nach Beobachtungen von Stumpf (S. 156) u. U. stattfindet, hierbei für eine Farbe die eine Welle sehr viel stärker absorbiert werden, als die andere, so muß nach (11) von den imaginären Teilen

$$\left|\frac{1}{p}\left(1-\frac{r}{2p}\right)\right|_i \quad \text{und} \quad \left|\frac{1}{p}\left(1+\frac{r}{2p}\right)\right|_i$$

der eine viel größer sein als der andere.

19. Theorie der Quadrantenfärbung.

Um nun zu dem eigentlichen Problem, der Erklärung der Quadrantenfärbung und ihrer Eigenheiten, zu gelangen, wollen wir zwecks einfacher Rechnung die im konvergenten Licht beobachtete ebene Platte von der Dicke l durch ein Stück einer Kugelschale von gleicher Dicke aus dem Kristall ersetzen, die vom Zentrum aus beleuchtet wird. Dies gibt den Vorteil, daß nur mit normalem Einfall operiert zu werden braucht, und doch verschiedene Fortpflanzungsrichtungen im Kristall in analoger Weise auftreten, wie bei dem eigentlichen Problem.

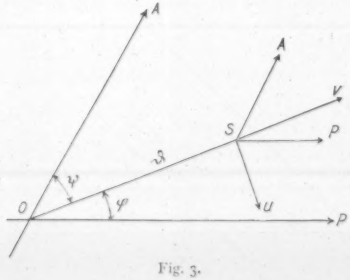


Fig. 3.

In der Figur 3 stelle O die Spur der optischen Achse, S diejenige des betrachteten Strahles in der Neigung ϑ gegen die optische Achse dar. A und P mögen die Polarisationsebenen von Analysator und Polarisator darstellen, v den Hauptschnitt, u die dazu normale Richtung, so daß v der Polarisation des ordentlichen, u derjenigen des außerordentlichen Strahles bei fehlender Aktivität entspricht.

Ist P die zu P parallele Schwingung, so sind die Komponenten nach u und v bei

$$\cos\varphi=c, \quad \sin\varphi=s$$

gegeben durch

$$u=Ps, \quad v=Pc. \tag{12}$$

Diese Schwingungen sind nun in zwei elliptische von der oben besprochenen Art zu zerlegen. Setzen wir für die eine

$$v/u=B/A=ik,$$

für die andere

$$v/u=B/A=1/ik,$$

wobei k komplex ist $= k_1 + ik_2$, so gibt dies

$$u = ((s - ikc) + ik(c - iks))\frac{P}{1+k^2}, \quad (13)$$
$$v = (ik(s - ikc) + (c - iks))\frac{P}{1+k^2}.$$

Diese zwei Wellen erfahren nun beim Durchgang durch die Schicht verschiedene Verzögerungen und Schwächungen, die sich durch Anbringung komplexer Faktoren α und β an den bez. Schwingungskomponenten ausdrücken lassen. Man erhält so für die austretenden Schwingungen

$$u_1 = (\alpha(s - ikc) + ik\beta(c - iks))\frac{P}{1+k^2}, \quad (14)$$
$$v_1 = (ik\alpha(s - ikc) + \beta(c - iks))\frac{P}{1+k^2}.$$

Hiervon nimmt nun der Analysator eine Komponente

$$A = -u_1 s_1 + v_1 c_1$$
$$= -\alpha(s - ikc)(s_1 - ikc_1)$$
$$+ \beta(c - iks)(c_1 - iks_1)\frac{P}{1+k^2}, \quad (15)$$

wobei

$$c_1 = \cos\psi, \quad s_1 = \sin\psi,$$

und die beobachtbare Intensität wird gemessen durch das Modulquadrat:

$$I = |A|^2. \quad (16)$$

Dieser Ausdruck ist sehr kompliziert und soll nicht ausführlich hergesetzt werden. Seine Form ist die folgende

$$I = P^2\{F^2R + G^2S + 2FG(U\cos\Delta + V\sin\Delta)\}; \quad (17)$$

dabei bezeichnen F und G die reellen Schwächungskoeffizienten der beiden elliptischen Wellen in der Schicht, also Exponentialgrößen mit Exponenten, die bzw. mit $-ln_1\varkappa_1$ und $-ln_2\varkappa_2$ proportional sind; Δ ist die Phasendifferenz zwischen beiden Wellen, also eine mit $l(n_1 - n_2)$ proportionale Größe; R, S, U, V sind Funktionen von s, c, s_1, c_1, d. h. also von φ und ψ in Fig. 3.

Die mit $\cos\Delta$ und $\sin\Delta$ proportionalen Glieder stellen Anteile von I dar, die mit dem wachsenden Neigungswinkel ϑ gegen die optische Achse O (und auch mit wachsender Dicke l) periodisch wechseln, also Interferenzringe um O ausdrücken. Sind diese Ringe (wie bei den Lehmannschen Tropfenbeobachtungen), nicht wahrnehmbar, etwa wegen der Dicke der Schicht und der Inhomogenität des benutzten Lichtes, so bedeutet dies, daß die bez. Glieder unmerklich sind und vernachlässigt werden können. Für gekreuzte Nikols ist $s = c_1$, $c = s_1$ und daher $R = S$; hier wird

$$I = \frac{P^2}{1+k_2^2}(F^2 + G^2)(s^2 + k^2c^2 + 2sck_2)\cdot(c^2 + k^2s^2 + 2sck_2), \quad (18)$$

wobei $k^2 = k_1^2 + k_2^2$. Nahe der optischen Achse ist k_1 wenig von Eins verschieden, dazu bei mäßiger Absorption k_2 klein. Hier gilt dann in roherer Annäherung

$$I = \frac{P^2}{1+k^2}(F^2 + G^2)(1 + 2sck_2)^2; \quad (19)$$

darin drückt das Glied $2sck_2 = k_2\sin 2\varphi$ die Verschiedenwertigkeit des ersten und dritten Quadranten gegenüber dem zweiten und vierten aus, d. h. eben die Quadrantenfärbung bei gekreuzten Nikols.

Die Fälle, daß nur der Analysator oder nur der Polarisator benutzt wird, kann man aus (17) gewinnen, indem man davon den (doppelten) Mittelwert in bezug auf φ oder ψ bildet. Die so gewonnenen Ausdrücke I_a und I_p sind identisch bis auf die Vertauschung von φ mit ψ. Dies sagt nach Fig. 3 aus, daß in dem einen Falle die Intensitätsfolge bei positivem Umlauf um die optische Achse dieselbe ist, wie im andern bei negativem. In der Annäherung von (19) wird

$$\overline{I_p} = \frac{P^2}{1+k^2}\frac{1+k^2}{1+k^2}(F^2 + G^2)(1 + 2sck_2) \quad (20)$$

analog $\overline{I_a}$. Der Unterschied gegen (19) liegt nur darin, daß der letzte Faktor jetzt in erster Potenz auftritt; dies ist aber bez. der Symmetrieverhältnisse belanglos. Man sieht, daß, wenn Polarisator und Analysator die in (18) bzw. (19) vorausgesetzte Lage haben und man den einen von ihnen entfernt, dann die Quadrantenfärbung sich nicht ändert, daß aber, wenn man die Erscheinungen bei paralleler Orientierung von Polarisator und Analysator vergleicht, dann die Quadranten ihre Rolle wechseln. Dies sind nun genau die von Lehmann an Tropfen gemachten Wahrnehmungen.

Was die hiermit anscheinend sich widersprechenden Wahrnehmungen bei dünnsten Schichten und normaler Inzidenz angeht, wo die Symmetrieverhältnisse der Tönung ganz andere waren, so hat man, um zu ihrer Deutung zu gelangen, nur in (17) die Phasendifferenz Δ so klein zu nehmen, daß $\cos\Delta$ mit Eins vertauscht werden darf. Bei schwachem Dichroismus liefert dann der Ausdruck für $\overline{I_p}$

$$\overline{I_p} = \frac{P^2}{1+k^2}(F^2 + G^2 + 2FGk_2(c^2 - s^2)\sin\Delta); \quad (21)$$

und das Analoge für $\overline{I_a}$. Dies zeigt, daß jetzt die Polarisationsrichtung und die dazu Normale Symmetrielinien der Tönung sind, und daß

letztere bei Vertauschung von Analysator und Polarisator in gleicher Orientierung sich nicht ändert. Bei wachsender Dicke der Schicht und somit wachsendem Δ gehen diese Symmetrieverhältnisse aber verloren. Damit sind auch die Beobachtungen Lehmanns an Schichten zwischen einer Glasplatte und -linse von S. 154, ohne Zuhilfenahme komplizierter Hypothesen, aus Aktivität und Dichroismus allein gedeutet.

20. Schluß.

Das Ergebnis der vorstehenden Übersicht kann man m. E. dahin zusammenfassen, daß eine weitgehende Analogie der Eigenschaften zwischen den anisotropen Flüssigkeiten und den wirklichen Kristallen nicht bestritten werden kann. Es darf als sicher bezeichnet werden, daß die Moleküle jener Flüssigkeiten die Fähigkeit haben, sich innerhalb kleiner Bereiche spontan, innerhalb ausgedehnterer durch äußere Einwirkungen mit einer ausgezeichneten Achse zueinander parallel zu orientieren, während die zu jener Achse normalen Richtungen die Tendenz zu paralleler Orientierung bisher nirgends erkennen lassen. Ob mit der Parallelrichtung die Anordnung der Moleküle in eine Art von Raumgitter verbunden ist, läßt sich zurzeit noch nicht mit Sicherheit sagen. Die geordneten Bereiche zeigen die optischen Eigenschaften optisch einachsiger Kristalle, und es genügt, um alle, auch die zuvor bei festen Kristallen nicht wahrgenommenen Erscheinungen an ihnen zu erklären, die Inrechnungsetzung der zirkularen Doppelbrechung (Aktivität) und des Dichroismus, die beide direkt nachweisbar sind. Auch bez. der elektrischen Leitfähigkeit ist die Gleichwertigkeit mit einachsigen Kristallen festgestellt.

Die Wärmebewegung scheint die parallele Orientierung der Moleküle in den geordneten Bereichen nur wenig zu stören; sie muß dort also von den in Gasen stattfindenden merklich abweichen. Ist ein Raum aber von zahlreichen geordneten Elementarbereichen mit verschiedener relativer Orientierung erfüllt, so werden sich in den Zwischengrenzen andauernd störende Wechselwirkungen abspielen, die eine Veränderung der Elementarbereiche bewirken, namentlich auch, wenn die Substanz in Bewegung ist.

Da die Existenz einer anisotrop-flüssigen Phase zwischen zwei festen Temperaturen begrenzt ist, so muß bei Überschreitung einer dieser Grenztemperaturen eine molekulare Änderung vor sich gehen, die jeweil diejenige molekulare Konstitution zur Folge hat, die sich in den neuen Eigenschaften ausdrückt. Von der Natur dieser Änderungen ist uns noch nichts bekannt. Die Variation der physikalischen Eigenschaften bei Überschreitung einer Grenztemperatur ist vermutlich unstetig und befindet sich anscheinend mit den Gesetzen der Thermodynamik für Einstoffsysteme im Einklang.

Eine scharfe Abgrenzung der anisotropen Flüssigkeiten gegen die Kristalle ist darin zu finden, daß die Bausteine der letzteren die Atome, die der ersteren die Moleküle sind. Damit hängt zusammen die verschiedene Art der formbildenden oder Kohäsionskräfte in beiden. Zwischen den Atomen des Kristalles haben wir die starken und energisch polaren Kräfte wirksam zu denken, welche auch die chemischen Verbindungen zusammenhalten; zwischen den Molekülen der anisotropen Flüssigkeit wirken schwächere und minder ausgeprägt polare, dergleichen sich z. B. in dem extremen Falle, daß die Wärmebewegung jede Orientierung aufhebt, in einfachster Form bei den Kapillarerscheinungen betätigen. Auf der speziellen Natur dieser molekularen Kräfte, im Gegensatz zu den atomistischen, beruht die „Flüssigkeit", die jene Substanzen in verschiedenstem Grade erkennen lassen; einerseits in der verschiedenen Konsistenz und Zähigkeit, andererseits in der Fähigkeit in isolierten und suspendierten kleinen Massen ganz verschiedene Formen von der Kugel bis zum Polyeder annehmen zu können. Indessen zwingt uns eben diese Kontinuität der Eigenschaften dazu, auch in den Fällen, wo die polyedrische Form vorhanden ist, eine prinzipielle Verschiedenheit von den festen Kristallen anzunehmen.

Göttingen, Anfang März 1916.

(Eingegangen 12. März 1916.)

BESPRECHUNGEN.

Hermann Diels, Antike Technik. 6 Vorträge. gr. 8. VIII u. 140 Seiten mit 50 Textbildern und 9 Tafeln. Leipzig, B. G. Teubner. 1914. Geheftet M. 3.60, gebunden M. 4.40.

Der Verfasser hat die sehr lesenswerte, aus 6 einzelnen Vorträgen entstandene Arbeit in dem Gedanken veröffentlicht, das Altertum in seiner realistischen Seite der Jetztzeit näher zu bringen. Was geboten wird, ist ja nicht durchweg neu, sind doch die physikalisch-technischen Errungenschaften eines Heron, Ktesibios und Vitruv schon seit langen Jahren uns

geläufig. Indessen ist die Darstellung durch die Verknüpfung mannigfaltiger Beziehungen des antiken Lebens so reizvoll, daß wir das Buch sehr lebhaft begrüßen müssen. Hat doch der als hochgeschätzter Philologe bekannte Verfasser den großen Vorteil vor dem technischen Fachmann, nicht nur die Quellenschriften und die neuesten Literaturzugänge völlig zu beherrschen, sondern auch überall an geschichtliche und kulturhistorische Fakta anknüpfen zu können; in das spezifisch Technische sich hineinzufinden, bietet ja keine Schwierigkeiten. Nach einer geschichtlichen Übersicht über die Träger antiker Technik und Physik folgen dann einzelne Spezialgebiete, von denen namentlich die Abschnitte über antike Türen und Schlösser sowie über die antike Chemie (keine Chemie in unserem Sinne!) wegen des Reizes der Neuheit mir die wertvollsten zu sein scheinen. Behrendsen.

F. Knapp, Physikalische Schülerübungen auf der Unterstufe. Ein Hilfsbuch für Übungsleiter und Schüler. gr. 8. IX und 157 Seiten mit 92 Abbildungen. Wien, A. Hölder. 1914. Geh. M. 2.—, geb. M. 2.40.

Warum der Verfasser ein Übungsbuch speziell für die Unterstufe herausgibt, ist nicht recht einzusehen, da doch der Schwerpunkt physikalischer Übungen zweifellos in die Oberstufe zu verlegen sein dürfte. Das an und für sich recht brauchbare Buch ist im übrigen so inhaltsreich, daß es mit wenigen Zusätzen auch für die gesamte Schulzeit verwendbar wäre. Mit der Anordnung kann man sich insofern nicht einverstanden erklären, als die Übungen in der Mechanik an das Ende gerückt sind, die doch als Grundlage aller physikalischen Betätigung vorweg genommen werden müßten. Sollte der Lehrplan der österreichischen Schulen so inkonsequent verfahren, so müßte dagegen opponiert werden und gerade durch die Schülerübungen dem so entstandenen Mangel abgeholfen werden. Das Knappsche Buch klingt etwas an das bekannte Hahnsche Werk an; schon die Tabellen und Arbeitsschemen erinnern an dieses. Die vielleicht überhaupt zu detaillierten Arbeitsanweisungen sind unnötigerweise in Frageform gegeben und dürften dadurch die Tätigkeit des Lehrers beeinträchtigen, denn das Buch soll (was doch eigentlich nur im äußersten Notfalle geschehen sollte) auch in die Hand der Schüler gegeben werden. Hinsichtlich der Apparatur hätte der Verfasser genauere Anweisung geben müssen, was nur ganz vereinzelt geschieht. Behrendsen.

Jahrbuch der Naturwissenschaften 1913—1914. Neunundzwanzigster Jahrgang. Unter Mitwirkung von Fachmännern herausgegeben von Joseph Plaßmann. Lex. 8°. XVIII u. 445 S. mit 96 Bildern auf 10 Tafeln und im Text. Freiburg i. Br., Herdersche Verlagshandlung. 1914. Geb. M. 8.—.

Von den 400 Aufsätzen, welche dieser Jahrgang enthält, werden den Physiker besonders die Artikel aus dem Gebiete der Physik, der Meteorologie und der Luftschiffahrt interessieren. Das erstgenannte Kapitel ist allerdings reichlich kurz ausgefallen (21 Artikel auf 25 Seiten), es enthält aber schöne Abbildungen der Wilsonschen Versuche zur Sichtbarmachung der Bahnen der radioaktiven Strahlen, photographische Aufnahmen des Nordlichtspektrums und stereoskopische Blitzlichtaufnahmen. Das Kapitel „Meteorologie" enthält Aufsätze über die Entstehung der „oberen Inversion", das Feldberg-Observatorium, die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre, die Ausdehnung des Wetterdienstes, Zusammenhang weit voneinander entfernter Gebiete u. a. m. Besonders wertvoll erscheinen die Artikel von Perlewitz über Luftschiffahrt: Die Luftfahrt in Deutschland, die Verwendung der Luftfahrzeuge, der Freiballon, das Luftschiff, Zeppelin-Luftschiffe, Parseval-Luftschiffe, die Luftschiffahrt im Ausland, Luftschiffhäfen und Luftschiffhallen, die Sorge für die Sicherheit in der Luftfahrt, Interessant ist jetzt auch die auf Tafel 8 wiedergegebene Karte von Europa mit all den Gebieten, deren Überfliegen allen Luftfahrzeugen verboten ist. Auch sonst noch findet sich in den übrigen Kapiteln (Mineralogie, Zoologie, Botanik, Medizin, Industrie, Land- und Forstwirtschaft) manch interessanter Aufsatz, so daß auch der Laie, der sich für die Fortschritte der Naturwissenschaft interessiert, meist auf seine Rechnung kommen dürfte. Allerdings würde es sich aber empfehlen, die einzelnen Artikel noch weit mehr mit Literaturnachweisen zu versehen, da es ohne diese nur schwer möglich ist, sich noch eingehender mit den betreffenden Themen zu beschäftigen. Dies gilt insbesondere für das Kapitel „Industrie". R. Lucas.

Ign. G. Wallentin, Praktische Methodik des physikalischen Unterrichts. gr. 8. X u. 223 Seiten. Wien, A. Pichlers Witwe & Sohn. 1914. Geh. M. 4.10, geb. M. 4.50.

Auch in Österreich hat man begonnen eine Serie schulmethodischer Schriften in einheitlicher Ausgestaltung und vom gemeinsamen Standpunkte aus herauszugeben. Das vorliegende Werk ist der neunte Band dieser Sammlung. Es darf beanspruchen, dem Lehrer der Physik ein wertvolles Hilfsmittel zu sein, hat sich doch der Verfasser schon durch sein 1892 erschienenes Lehrbuch der Elektrizitätslehre als ein trefflicher Kenner der Experimentalphysik bekannt gemacht.

In einer Einleitung (13 S.) werden allgemeine didaktische Fragen des Physikunterrichts kurz aber mit sicherem Urteil behandelt, und zwar wesentlich im Anschluß an die Forderungen der bekannten „Meraner Lehrpläne". W. tritt hier sehr energisch für Schülerübungen in der Physik ein, die übrigens in Deutschland nicht so spärlich, wie er angibt, sondern recht ausgiebig abgehalten werden. Dann folgt eine ausgiebige Behandlung und Darstellung der speziellen Aufgaben des Unterrichts für die Unter- wie Oberstufe mit sorgfältiger Angabe der experimentellen Hilfsmittel und der einschlägigen Literatur. Wallentin tritt in sehr zu billigender Weise für möglichst experimentelle Gestaltung des Physikunterrichts auch auf der Oberstufe ein. Schwierigere und doch nicht zu entbehrende mathematische Darlegungen verweist er in die mathematische Lehrstunde. Behrendsen.

H. Stanley Allan, Photo-Electricity, the liberation of electrons by light, with chapters on fluorescence, phosphorescence and photochemical actions and photography. VII u. 221 S. London, Longmans, Green and Co. 1913.

Das Buch gibt eine gute Einführung in das Gebiet der Photoelektrizität, dessen weitumfassende Be-

deutung immer mehr zutage tritt. Den ersten Teil bildet eine historische Übersicht, die sich in der Würdigung fremder, insbesondere der deutschen Arbeiten einer anerkennenswerten Objektivität befleißigt. Sodann werden nacheinander behandelt: Die Emission negativer Elektronen im Vakuum, die Geschwindigkeit der Elektronen, der photoelektrische Strom in Gasen bei verschiedenen Drucken, photoelektrische Substanzen: feste Stoffe, Flüssigkeiten, Gase und Dämpfe; der Temperatureinfluß auf die photoelektrische Entladung, der Einfluß der Natur des Lichtes auf die photoelektrische Entladung: Lichtquellen, Lichtintensität, Polarisation und Wellenlänge; Theorien des photoelektrischen Effekts, photoelektrische Ermüdung, Fluoreszenz und Phosphoreszenz, photochemische Wirkungen und Photographie.

Die Darstellung ist von großer Anschaulichkeit und Klarheit, die benutzten Versuchsanordnungen werden in ausgezeichneten schematischen Zeichnungen wiedergegeben. Bei den raschen Fortschritten auf dem Gebiete bedarf das Buch bereits der Ergänzung, die in der Schrift von Pohl und Pringsheim über die lichtelektrischen Erscheinungen auch schon in willkommenster Form vorliegt.

Das Kapitel über den Zusammenhang zwischen photoelektrischem Effekt und photochemischen Vorgängen gibt zu verschiedenen Einwänden Anlaß. Bei einer Anzahl photochemisch stark empfindlicher Substanzen hat sich der photoelektrische Effekt nicht nachweisen lassen oder — was bedenklicher ist — wenn er gefunden wurde, zeigte es sich, daß andere Wellenlängen die Ursache für die eine und für die andere Wirkung waren. Die Verhältnisse liegen hier jedenfalls verwickelter als die Darstellung des Buches sie erscheinen läßt. A. Coehn.

Robert Kremann, Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen. Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Heft 19. 8. VIII u. 71 S. mit 20 Textabbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 2.40.

Die elektrolytische Darstellung von Legierungen aus wässerigen Lösungen bildet ein Problem von theoretischem Interesse und technischer Bedeutung. Die einfachste Vorhersage über das zu Erwartende aus der Kenntnis der elektrolytischen Gleichgewichtspotentiale der verschiedenen Metalle genügt schon nicht mehr, sobald die Notwendigkeit vorhanden ist, statt der normalen Metallsalze solche komplexer Natur zu verwenden. Hier tritt mit der Zerfallsgeschwindigkeit des Komplexes ein nicht auf einfache Weise zu berücksichtigendes Glied zu dem Ansatz hinzu. Ein weiteres wird durch die von der Natur des Kathodenmaterials abhängenden Überspannungserscheinungen geliefert. Endlich macht sich die depolarisierende Wirkung geltend, welche bei der gleichzeitigen Abscheidung zweier Metalle bzw. der Abscheidung eines Metalles in dünner Schicht auf einem anderen durch die Bildung fester Lösungen oder Verbindungen auftritt. Der Verfasser gibt im theoretischen Teil eine vortreffliche Übersicht über die hier in Betracht kommenden Momente und diskutiert im speziellen Teil eine ansehnliche Anzahl von bereits praktisch durchgearbeiteten Fällen.

A. Coehn.

W. Donle, Lehrbuch der Experimentalphysik für höhere Lehranstalten. 7. u. 8. verbesserte Auflage. gr. 8. VIII u. 394 S. mit 430 in den Text gedruckten Abbildungen, einer Spektraltafel, 620 Aufgaben und zahlreichen Übungen für das Schülerpraktikum. Stuttgart, Fr. Grub. 1915. Geb. M. 3.60.

Gegenüber der an dieser Stelle (Bd. 13, S. 910) besprochenen 5. und 6. Auflage des Donleschen Lehrbuches zeigt die hier vorliegende Doppelauflage nur wenige Veränderungen. Allerdings ist eine Verschiebung in der Anordnung des Hauptgebietes und eine Änderung in der Numerierung der Paragraphen und Aufgaben eingetreten, da die bisher im Nachtrage zur Mechanik gegebene Bewegungslehre mit der Mechanik, und zwar im Anschluß an die Statik fester Körper, vereinigt wurde, jedoch ist der Inhalt der einzelnen Abschnitte bis auf kleine Ergänzungen und Verbesserungen derselbe geblieben. Neu ist in den gegenwärtigen Aufgaben im wesentlichen nur die durch den Vordruck „Übungen" und durch Raumlinien gekennzeichneten Aufgaben für Schülerübungen.

R. Lucas.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Verliehen: Dem etatsmäßigen Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Hans Lorenz der Titel Geh. Regierungsrat.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für Farbenchemie und Färberei an der Universität Leeds Arthur G. Green, der Abteilungsvorsteher am Kaiser Wilhelm-Institut für Kohlenforschung in Mülheim-Ruhr Professor Dr. Siegfried Hilpert (jetzt als wissenschaftlicher Beirat rheinischer Firmen in Bonn).

Gestorben: Der ord. Professor für Organische Chemie und Organisch-chemische Technologie an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. Ernst v. Meyer, der a.o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Paul Rohland.

Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1916.

Technische Hochschule Danzig.

Krüger: Experimentalphysik II, 4; Kleines physikalisches Praktikum, 4; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Licht- und Wärmestrahlung, 1; Photographie und photographische Reproduktionsverfahren, 1, Übungen, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten im photophysikalischen Laboratorium, tägl. — **Försterling**: Elektromagnetische Lichttheorie, 3 *g*; Wissenschaftliche Grundlagen der Photographie, 1. — **Rößler**: Elektrotechnik I, 4, Laboratorium I, 4, II, 2, Laboratorium II und III, 9, IV, für Fortgeschrittene, tägl.; Projektierung elektrischer Anlagen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen (mit Roth), 1, Übungen, 4. — **Grix**: Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 4; Berechnung elektrischer Leitungsnetze, 2. — **Roth**: Elektrotechnische Meßkunde für Elektrotechniker, 2. — **Föttinger**: Ausgewählte Kapitel aus der Physik der technischen Strömungserscheinungen, 1; Propeller für Wasser- und Luftfahrzeuge, 2; Schiffsturbinen, 1; Entwerfen von Propellern für Wasser- und Luftfahrzeuge, 2; Entwerfen von Dampfturbinen, 4; Kraftanlagen für Schiffe,

1; Entwerfen von Schiffskesseln, 6. — **Horn**: Schwingungserscheinungen auf Schiffen, 2. —

N. N.: Anorganisch-chemische Technologie I, 3, II, 3, III: Technische Elektrochemie, 1; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Praktikum im anorganisch-chemischen und elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl**: Organische Experimentalchemie II, 2; Organisch-chemische Technologie I, 3, II, 3; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium, tägl.; Praktikum im Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. — **v. Wartenberg**: Physikalische Chemie I und II, 3; Chemisches Kolloquium, 2; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum I und II, 4; Großes physikalisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Jellinek**: Qualitative chemische Analyse, 2. — **Claasz**: Methoden der organischen Synthese, 2. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1; Einführung in die höhere Mathematik, 5. — **Lorenz**: Einführung in die Mechanik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, 2 *g*. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 3. — **Sommer**: Höhere Mathematik I, mit Übungen, 6, Übungen, 1. — **Brunn**: Himmelsmechanik I: Bewegung der Schwerpunkte, 2. — **Grammel**: Grundzüge der Mechanik, 2; Anwendungen des Kreisels, 2. — **Eggert**: Geodäsie I, 2, II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Geodätisches Praktikum I, 2, II, 2; Geographische Ortsbestimmung, 2. — **Plank**: Wärmemechanik, 2; Dynamik der Maschinen, 3, Übungen, 2; Maschinenlaboratorium I, 4, II, 4. — **Rieppel**: Motoren für Land-, Wasser- und Luftfahrzeuge, 2, Übungen, 3, für Elektrotechniker, 2. —

Akademie Posen.

Wörner: Chemische Übungen, für Anfänger, 2, für Vorgeschrittene, 2. — **Könnemann**: Ausgewählte Kapitel der Physik der Erde, 1. —

Universität Prag.

Lampa: Experimentalphysik II: Spezieller Teil unter Berücksichtigung der Anwendungen, 5; Physikalisches Praktikum II (Fortsetzung), 6 bzw. 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Spitaler**: Atmosphärische Elektrizität, 3; Erdmagnetismus, 2. — **Frank**: Theorie der Wärmestrahlung, 3; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Relativitätstheorie, 2 *g*. — **Wagner**: Theorie der photographischen Bilderzeugung, 1. —

Meyer: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **Rothmund**: Physikalische Chemie II, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Kirpal**: Chemische Großindustrie, mit Exkursionen, 3. — **Hönigschmid**: Analytische Chemie für Mediziner, 3. — **Morgenstern**: Alkaloide, 2. — **Sigmund**: Die Enzyme und ihre Bedeutung in der Physiologie und Technik, 1. —

Pick: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 2; Elemente der Zahlentheorie, 3; Mathematisches Seminar: Übungen, 2 *g*. — **Kowalewski**: Ausgewählte Kapitel der Integralrechnung, 3; Determinantentheorie, 2; Übungen für Anfänger, 1. — **Funk**: Partielle Differentialgleichungen (Fortsetzung), 3. — **Scheller**: Übungen im Beobachten auf der Sternwarte, 2. —

Universität Wien.

Lecher: Experimentalphysik für Lehramtskandidaten und Mediziner, 5; Anleitung für wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Exner**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Meyer**: Radioaktivität, 3. — **Ehrenhaft**: Grundzüge der Maxwellschen Elektrizitätstheorie und Elektronentheorie, Optik, 5. — **Haschek**: Physikalische Beobachtungen und ihre Grenzen, 2. — **Kohl**: Thermodynamik: Grundzüge der Theorie der Stromleitung und -bildung im Elektrolyten, 2. — **Przibram**: Theorie der Röntgenstrahlung, 1. — **Hess**: Ausgewählte Kapitel aus der Elektrizitätsleitung in Gasen, 2. — **Hinterberger**: Photographisches Praktikum, 6 Wochen; Praktischer Kurs über Mikrophotographie, 20. —

Wegscheider: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung in der Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, 5; Übungen aus pharmazeutischer Chemie für Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend. — **Franke**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Chemie II: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger und für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Analytische Chemie (im Anschluß an die chemischen Übungen für Mediziner), 2. — **Vortmann**: Arbeiten für Vorgeschrittene. — **M. Kohn**: Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Abel**: Chemische Gleichgewichtslehre, 2. —

Escherich: Bestimmte Integrale (Fortsetzung), 5; Elementar-Mathematik, 1; Proseminar für Mathematik, 1 *g*; Seminar für Mathematik, 2 *g*. — **Wirtinger**: Übungen zur Elementarmathematik, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **Mack**: Kurs über darstellende Geometrie, 3. — **Furtwängler**: Differential- und Integralrechnung II, 5, Übungen, 1 *g*; Proseminar, 1 *g*; Seminar, 2 *g*. — **Oppenheim**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Über periodische Lösungen im Dreikörperproblem, 3; Über ellipsoidische und ringförmige Gleichgewichtsfiguren, 2. — **G. Kohn**: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 4, Übungen, 1 *g*; Kurven dritter Ordnung, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik II: Öffentliche und private Versicherung, 5; Übungen, 1½ *g*. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Roth**: Mehrdimensionale Geometrie (Fortsetzung), 2. — **Groß**: Potentialtheorie, 3; Bestimmte Integrale, Übungen. — **Radon**: Der Fouriersche Integralsatz, 2. — **v. Hepperger**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen (Fortsetzung), 4. — **Schram**: Kalendariographie und Zeitrechnung verschiedener Völker, mit Rücksicht auf Historiker, 1. —

Angebote.

Physiker

mit guten experimentellen Kenntnissen (Gasentladungen und verwandte Gebiete) für Berliner Laboratorium **gesucht.** Gefl. Bewerbungen mit Gehaltsansprüchen etc. **Sch. 2 E 600** an **Rudolf Mosse, Berlin W. 30,** Martin Lutherstr. 9.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.